



# Etude de l'interaction entre l'exosphère de Titan et la magnétosphère kronienne, à l'aide des données de l'expérience MIMI (Magnetosphere Imaging Instrument) à bord de Cassini

Philippe Garnier

## ► To cite this version:

Philippe Garnier. Etude de l'interaction entre l'exosphère de Titan et la magnétosphère kronienne, à l'aide des données de l'expérience MIMI (Magnetosphere Imaging Instrument) à bord de Cassini. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT: . tel-00216096

**HAL Id: tel-00216096**

**<https://theses.hal.science/tel-00216096>**

Submitted on 24 Jan 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Université Toulouse III - Paul SABATIER**  
(U.F.R. Physique, Chimie, Automatique)

**THESE**  
pour obtenir le grade de  
**Docteur de l'Université Toulouse III**

**Discipline : Atmosphères et Magnétosphères Planétaires**

présentée et soutenue par  
**Philippe Garnier**  
le 03 octobre 2007

**Etude de l'interaction entre l'exosphère de  
Titan et la magnétosphère kronienne,  
à l'aide des données de l'expérience MIMI  
à bord de Cassini**

**JURY**

M. H. RÈME	Professeur - Université P. Sabatier	Président
Mme V. PIERRARD	Chef de travaux - IAS/Bruxelles	Rapporteur
M. G. CHANTEUR	Directeur de recherche - CNRS	Rapporteur
Mme O. DUTUIT	Directeur de recherche - CNRS	Examineur
M. J-P. LEBRETON	Chef de projet Cassini - ESA	Examineur
M. I. DANDOURAS	Chargé de recherche - CNRS	Directeur de thèse
M. D. TOUBLANC	Professeur - Université P. Sabatier	Co-directeur de thèse



# Remerciements

Mes premiers remerciements vont bien évidemment à mon directeur de thèse Iannis Dandouras, dont la disponibilité et la gentillesse m'ont permis d'effectuer la thèse dans les meilleures conditions qui soient. Je remercie également mon co-directeur Dominique Toubanc, dont le soutien régulier m'a été également précieux.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements au professeur Henri Rème, qui a bien voulu accepter d'être le président de mon jury de thèse, ainsi qu'aux autres membres du jury, dont les deux rapporteurs de ma thèse, Viviane Pierrard et Gérard Chanteur, mais aussi Odile Dutuit et Dominique Toubanc, qui ont consacré un temps précieux à juger mon travail et dont l'aide me fut plus que profitable durant la thèse. Je suis également honoré que Jean-Pierre Lebreton, chef de projet Cassini à l'ESA ait manifesté son intérêt pour mon travail et accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Mon travail n'aurait bien évidemment pas pu se dérouler dans de bonnes conditions sans les nombreux échanges constructifs avec les membres de l'équipe de l'expérience MIMI, notamment au sein de l'APL avec Don Mitchell, Ed Roelof, Pontus Brandt et Stamatis Krimigis. John K. Hsieh a également, avec une grande gentillesse, fait part de son expérience et de ses travaux avec nous. De nombreux aspects de mon travail ont par ailleurs été rendus possible par le travail remarquable réalisé par Richard Hitier au sein du CESR et Martha Kusterer à l'APL.

Je remercie par ailleurs chaleureusement diverses personnes, telles que Ronan Modolo, Virginie de la Haye ou Steve Ledvina pour leurs contributions régulières et le partage de leurs travaux. Un certain nombre de personnes, parmi le groupe système solaire du laboratoire, ont par ailleurs suivi avec intérêt l'évolution de mes travaux : ils s'en voient ici remerciés.

Enfin, j'en profite pour dire un grand merci à ma compagne qui me supporte, à mes amis et ma famille, ainsi qu'aux autres thésards du laboratoire pour leurs aides diverses, dont en particulier "petit ours" sans qui rien ne serait tout à fait pareil...



# Résumé

Le plus gros satellite de Saturne, Titan, voit son atmosphère dense en azote bombardée par les ions énergétiques de la magnétosphère, en raison de l'absence de champ magnétique intrinsèque significatif. Des réactions d'échange de charge entre les neutres froids de l'exosphère (plus haute région atmosphérique) et ces ions énergétiques créent alors des atomes énergétiques neutres (ENAs). L'instrument INCA (Ion and Neutral Camera), l'un des trois instruments de l'expérience MIMI (Magnetosphere Imaging Instrument) à bord de la sonde Cassini en orbite autour de Saturne, permet d'imager ces neutres comme des photons et de mesurer leur flux, et fournit ainsi un diagnostic précieux de l'interaction entre Titan et la magnétosphère kronienne.

Notre travail de thèse a consisté, en premier lieu, à modéliser l'exosphère de Titan, en considérant à la fois des profils thermiques et non thermiques. Un modèle de calcul de flux d'ENAs a été, en second lieu, développé, comparé aux observations, et enrichi par une étude des processus d'absorption des ENAs. Nous avons ensuite réalisé une analyse statistique des données de l'expérience MIMI durant les traversées d'orbite et survols de Titan. Enfin, une application au satellite de glace Rhéa a permis de fournir des conditions limites pour l'existence de son éventuelle exosphère.



# Abstract

The largest satellite of Saturn, Titan, has a nitrogen-rich atmosphere directly bombarded by magnetospheric energetic ions, due to its lack of a significant intrinsic magnetic field. Charge-exchange collisions between the cold neutrals of its exosphere (the upper part of the atmosphere) and the energetic ions from Saturn's magnetosphere produce then energetic neutral atoms (ENAs). The Ion and Neutral Camera (INCA), one of the three sensors that comprise the Magnetosphere Imaging Instrument (MIMI) on the Cassini spacecraft orbiting around Saturn, images these neutrals like photons, measures their fluxes and provides a powerful diagnostic of the interaction between Titan and the kronian magnetosphere.

Our work during this PhD thesis was first to model the Titan exosphere, with both thermal and non thermal profiles. An ENA flux calculation model was then developed, compared to observations and completed with a study of the ENA absorption mechanisms. We have also performed a statistical analysis of the MIMI data during the Titan flybys and orbit crossings. Finally, an application on the icy satellite Rhea allowed to infer upper limits for its eventual exosphere.





# Table des matières

<b>I</b>	<b>Contexte de la thèse</b>	<b>15</b>
<b>1</b>	<b>L'environnement de Titan</b>	<b>19</b>
1.1	L'environnement neutre : l'exosphère . . . . .	19
1.2	L'environnement ionique . . . . .	22
1.3	L'interaction entre Titan et la magnétosphère kronienne . . . . .	25
<b>2</b>	<b>Les atomes énergétiques neutres (ENAs) et leur imagerie</b>	<b>27</b>
2.1	Les principes . . . . .	27
2.2	L'imagerie des magnétosphères . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Description de la mission Cassini et des instruments à son bord</b>	<b>33</b>
3.1	La mission Cassini . . . . .	33
3.2	Description de l'expérience MIMI (Magnetosphere Imaging instrument) . .	35
3.3	Les autres instruments . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Avant l'arrivée de Cassini</b>	<b>45</b>
4.1	Développement d'un modèle d'exosphère . . . . .	45
4.2	Les effets de rayon de giration fini des ions . . . . .	46
4.3	Un modèle de calcul de flux d'ENAs . . . . .	47
<b>II</b>	<b>Modélisation de l'exosphère de Titan</b>	<b>49</b>
<b>5</b>	<b>La modélisation de l'exosphère</b>	<b>53</b>
5.1	Les principes généraux . . . . .	53
5.2	Le formalisme de Chamberlain . . . . .	54
<b>6</b>	<b>Les conditions aux limites</b>	<b>65</b>
6.1	Conditions à l'exobase : le modèle atmosphérique de Toubanc . . . . .	65
6.2	Limite extérieure d'une exosphère : notion de sphère de Hill . . . . .	68
<b>7</b>	<b>L'exosphère thermique</b>	<b>71</b>
7.1	Caractéristiques du modèle pour le survol $T_a$ . . . . .	71

7.2	Comparaison entre différents survols . . . . .	76
<b>8</b>	<b>L'exosphère non thermique</b>	<b>81</b>
8.1	Choix du formalisme et de la fonction de distribution . . . . .	82
8.2	Application à l'exosphère de Titan : les survols $T_a$ , $T_b$ et $T_5$ . . . . .	85
8.3	Un modèle d'exosphère moyenne . . . . .	87
8.4	Discussion sur les profils exosphériques non thermiques . . . . .	91
<b>III</b>	<b>Etude et modélisation de la production, de l'absorption et de l'imagerie des Atomes Energétiques Neutres (ENAs)</b>	<b>93</b>
<b>9</b>	<b>Un modèle de calcul de flux d'ENAs à une dimension</b>	<b>97</b>
9.1	Les premiers résultats d'INCA pour Titan . . . . .	97
9.2	La modélisation à une dimension des profils de flux d'ENAs . . . . .	99
9.3	Résultats de simulation pour le survol $T_a$ . . . . .	104
<b>10</b>	<b>La limite d'émission des ENAs</b>	<b>109</b>
10.1	Effets de rayon de giration fini des ions parents : prise en compte de la corotation . . . . .	109
10.2	Processus d'ionisation des ENAs . . . . .	114
10.3	Reneutralisation des H ENAs ionisés . . . . .	123
10.4	La thermalisation des ENAs . . . . .	127
10.5	Théorie de Roelof sur les émissions exosphériques d'ENAs . . . . .	128
10.6	Une dynamique des ENAs très complexe en-dessous de l'exobase . . . . .	132
<b>11</b>	<b>Le modèle de flux d'ENAs à deux dimensions : comparaison avec INCA</b>	<b>135</b>
11.1	Analyse de diverses influences sur les flux d'ENAs . . . . .	135
11.2	L'inversion des images d'INCA . . . . .	143
11.3	L'imagerie à basse altitude . . . . .	145
<b>IV</b>	<b>Analyse et interprétation des données de l'expérience MIMI pour l'environnement de Titan</b>	<b>147</b>
<b>12</b>	<b>Une analyse du survol <math>T_5</math></b>	<b>151</b>
12.1	Évolution de l'angle d'attaque des protons énergétiques . . . . .	151
12.2	Détection d'ions "pickups" . . . . .	158
<b>13</b>	<b>Analyse statistique des données ioniques de LEMMS</b>	<b>163</b>
13.1	Analyse des flux de protons énergétiques à l'orbite de Titan . . . . .	163
13.2	Distributions en angle d'attaque des protons . . . . .	169

13.3 Densités relatives de protons issues de simulations hybrides . . . . .	171
<b>14 Analyse statistique des données en ENAs d'INCA</b>	<b>173</b>
14.1 Analyse des flux d'ENA durant les survols de Titan . . . . .	173
14.2 Analyse du ratio entre les flux d'ENAs imagés et les flux d'ions parents . .	175
14.3 Analyse de la position du maximum d'émission . . . . .	177
14.4 Etude phénoménologique des asymétries en ENAs . . . . .	179
 <b>V Application de l'imagerie en ENAs au satellite de glace Rhéa</b>	 <b>185</b>
<b>15 L'imagerie en ENA du satellite de glace Rhéa</b>	<b>187</b>
15.1 Description de Rhéa . . . . .	187
15.2 Analyse des images en ENAs de Rhéa . . . . .	188
15.3 Calcul de conditions limites pour l'exosphère de Rhéa . . . . .	189
 <b>VI Conclusions et perspectives</b>	 <b>193</b>
 <b>VII Annexes</b>	 <b>199</b>
<b>A Sections efficaces d'interaction</b>	<b>201</b>
A.1 Réactions d'échange de charges entre neutres et protons . . . . .	201
A.2 Réactions d'échange de charges entre neutres et H (ENA) . . . . .	202
 <b>B Les effets de rayon de giration fini</b>	 <b>203</b>
 <b>Bibliographie</b>	 <b>205</b>



# Introduction

La sonde Cassini-Huygens, lancée en 1997 et mise en orbite autour de Saturne le 1er juillet 2004, a pour objectif l'étude globale du système saturnien. Dans la lignée des sondes Pioneer et Voyager, cette mission est dédiée à l'analyse de la planète Saturne, de sa magnétosphère, de ses anneaux ainsi que de ses nombreuses lunes. Un intérêt particulier est porté sur le plus gros satellite du système kronien, le second du système solaire par sa taille, Titan. La sonde Huygens est ainsi descendue dans l'atmosphère de Titan, le 14 janvier 2005, avant de se poser sur sa surface. Les données alors acquises ont grandement amélioré notre connaissance de l'atmosphère basse et de la surface de cette lune.

Titan possède une atmosphère extrêmement dense, mais est dénué de champ magnétique intrinsèque (il n'est en tout cas pas détectable). Il en résulte une interaction forte, de manière analogue aux cas de Mars ou Vénus, entre l'atmosphère et l'environnement constitué d'un plasma de la magnétosphère ou du vent solaire, selon que Titan se trouve à l'intérieur ou à l'extérieur de la magnétosphère kronienne. Parmi les différents aspects de cette interaction, nous nous concentrerons, au cours de cette thèse, sur l'interaction entre la haute atmosphère (ou exosphère) de Titan et la magnétosphère de Saturne.

L'atmosphère de ce satellite est bombardée par les ions énergétiques du plasma magnétosphérique, produisant ainsi, par des réactions d'échange de charge, des atomes énergétiques neutres (ou ENAs). Ces particules neutres, compte-tenu de leur énergie et donc de leur trajectoire rectiligne, peuvent être imagés comme des photons par un détecteur d'ENAs.

L'expérience MIMI (Magnetosphere Imaging Instrument), à bord de la mission Cassini, est constituée de trois instruments dédiés à l'étude des populations énergétiques (pour des énergies au-delà du keV) : LEMMS (Low Energy Magnetospheric Measurements System), CHEMS (Charge Energy Mass Spectrometer) et INCA (Ion and Neutral Camera). Les deux premiers effectuent des mesures locales du plasma, tandis que le troisième image, à distance, les ions ou les atomes énergétiques neutres.

Nous utiliserons ainsi l'imagerie en ENAs, avec l'instrument INCA, comme un outil fournissant un diagnostic précieux de l'interaction entre Titan et la magnétosphère de Saturne. Ces données permettent en effet de donner de nombreuses informations sur les neutres froids de l'atmosphère de Titan, ainsi que sur les populations d'ions énergétiques parents de ses ENAs.

Cette thèse s'articule en cinq parties principales. La première présente le contexte de

notre étude, en détaillant l'environnement de Titan (neutre et ionique), en expliquant les principes et intérêts essentiels de l'imagerie en ENAs, puis en décrivant la mission Cassini et les instruments à son bord dont nous avons utilisé les données, et enfin en évoquant le travail réalisé avant l'arrivée de la sonde sur cette même thématique au sein du CESR.

La seconde partie est dédiée à l'étude et à la modélisation de l'exosphère de Titan. Il est en effet essentiel, avant d'étudier l'imagerie des ENAs produits à partir des collisions avec les neutres exosphériques, d'avoir des profils en densités de ces espèces neutres (d'autant plus qu'aucun autre instrument à bord de Cassini ne peut mesurer les densités exosphériques à haute altitude). Nous utilisons une approche en deux étapes : la première consiste en une modélisation des profils thermiques ; la seconde est une modélisation non thermique de l'exosphère puisque la sonde Cassini a observé de tels profils non thermiques dans la basse exosphère.

Ensuite, nous développons un modèle de calcul de flux d'ENAs - à une puis deux dimensions - pour comprendre les résultats de l'instrument INCA lors du premier survol de Titan  $T_a$  (le 26 octobre 2004). La comparaison avec les données en ENAs nous amène à étudier la dynamique des ENAs dans l'atmosphère de Titan et les divers processus d'absorption susceptibles de concerner ces particules énergétiques. Divers aspects de l'imagerie en ENAs sont par ailleurs abordés, afin de mieux comprendre les résultats obtenus par INCA.

La partie suivante est dédiée à l'analyse des données de l'expérience MIMI. Le survol  $T_5$  est tout d'abord l'objet d'une analyse spécifique, permettant de mettre en évidence un certain nombre de caractéristiques de l'interaction entre Titan et le plasma magnétosphérique. Puis une analyse statistique des données en ions énergétiques de l'instrument LEMMS est effectuée (sur l'ensemble des traversées de l'orbite de Titan), amenant à une meilleure connaissance de l'environnement plasma du satellite. Enfin, nous étudions, là encore de manière statistique, les images en ENAs lors des survols de Titan. Cette étude enrichit là encore notre compréhension de l'interaction entre cette lune de Saturne et le plasma environnant.

La dernière partie est consacrée à une application de notre modèle de calcul de flux d'ENAs au cas du satellite de glace Rhéa. L'imagerie en ENAs, combinée à nos simulations, permettent en effet d'apporter un élément de réponse important à la question : Rhéa a-t-il une exosphère ?

# Première partie

## Contexte de la thèse





Cette première partie va nous permettre d'introduire le contexte de la thèse, tant sur le plan de la connaissance scientifique que sur le plan technique.

Nous allons, en premier lieu, présenter le satellite Titan et son environnement tel que nous le connaissons aujourd'hui, avec son atmosphère neutre - nous nous limiterons essentiellement à la haute atmosphère, l'exosphère, interagissant avec le plasma magnétosphérique - mais aussi le plasma kronien à l'orbite de Titan. Nous aborderons également la problématique de la modélisation de l'interaction entre ces environnements neutre et ionique. Puis nous aborderons la thématique des atomes énergétiques neutres (ENAs) et surtout de leur imagerie, qui est une technique particulièrement adaptée à l'étude de cette interaction. La thèse s'inscrivant par ailleurs dans le contexte de la mission Cassini, nous en détaillerons les principales caractéristiques, avec en particulier une description succincte des instruments dont les données nous serviront par la suite. Enfin, pour compléter cette introduction, nous présenterons les principaux résultats obtenus sur notre thématique, avant l'arrivée de la sonde Cassini, issus du travail de thèse réalisé par Abdelkader Amsif (*Amsif* 1996) au sein du CESR.



# Chapitre 1

## L'environnement de Titan

### 1.1 L'environnement neutre : l'exosphère

#### 1.1.1 La notion d'exosphère

L'exosphère est la couche atmosphérique la plus externe, parmi les différentes couches définies initialement en référence à l'atmosphère terrestre. Il s'agit d'une région dans laquelle les particules ne sont soumises qu'à de rares collisions, et donc où les trajectoires ne sont déterminées que par l'influence gravitationnelle du corps concerné.

Cette région est la source de l'échappement éventuel de particules atmosphériques vers l'espace. Sa compréhension est donc apparue initialement à travers la conceptualisation, apparemment par J.L. Waterston dans une étude de 1846 jamais publiée (*Chamberlain* 1963), puis l'analyse de l'échappement atmosphérique par *Jeans* (1925). Le terme "exosphère" fut ensuite introduit par *Spitzer* (1952) pour désigner cette région spécifique de l'atmosphère, qui est aussi appelée "couronne".

Sa limite inférieure, appelée "exobase" ou "altitude critique", est définie par l'altitude à partir de laquelle le libre parcours moyen  $\lambda$  d'une particule devient supérieur à sa hauteur d'échelle  $H$ , ce qui traduit la rareté des collisions. En effet, sachant que  $\lambda = \frac{1}{n\sigma}$ , où  $n$  est la densité locale de l'espèce neutre (supposée dominante ou unique) et  $\sigma$  la section efficace de collision avec cette même espèce, cette définition peut se traduire par le fait qu'à l'exobase (d'altitude  $z = z_c$ ) le milieu devient "optiquement fin" par rapport aux collisions. La profondeur optique verticale  $\tau(z)$ , qui indique le nombre statistique de collisions que subira une particule sortant verticalement de l'atmosphère depuis l'altitude  $z$ , devient effectivement inférieur à 1 au-delà de l'altitude critique. A l'exobase nous avons par définition :

$$\tau(z_c) = \int_{z_c}^{\infty} n(z)\sigma dz \quad (1.1)$$

Or en considérant, en première approximation, une loi barométrique pour les densités

(ce qui est à peu près valable jusqu'à certaines altitudes, voir 10.5.2), on en déduit :

$$\tau(z_c) = \sigma * n(z_c) * H = \frac{H}{\lambda} = 1 \quad (1.2)$$

Toutefois, il est important de préciser que le passage, à l'exobase, du milieu collisionnel au milieu non collisionnel ne s'effectue pas à une altitude bien déterminée, mais au sein d'une région autour de cette exobase. On peut estimer l'épaisseur en altitude de cette région critique par la valeur du libre parcours moyen de l'espèce dominante (*De La Haye*, communication privée), soit  $N_2$  pour Titan.

Quant à la limite extérieure de l'exosphère, elle n'existe pas dans l'absolu, étant donné que l'atmosphère finit par se diluer progressivement dans l'espace. Il s'agit d'une notion plus délicate, à laquelle nous essayons néanmoins d'apporter quelques réponses dans la partie 6.2.

Il est intéressant de noter que l'exosphère est la région où orbitent la grande majorité des satellites artificiels, que ce soit dans le cas terrestre ou pour d'autres environnements. Ainsi, outre des intérêts scientifiques particuliers, il est important d'avoir une bonne connaissance de cette région afin de prévoir les contraintes appliquées aux satellites et sondes en orbite.

### 1.1.2 Les enseignements des sondes Voyager et Cassini

Les premiers éléments d'information sur l'atmosphère de Titan ont été apportées par analyse spectroscopique depuis la Terre par *Kuiper* (1944), avec l'observation des principales espèces, telles que le méthane ou d'autres hydrocarbures (acétylène, éthane et éthylène).

Mais les premières observations proches, hormis celles de Pioneer 11 qui n'avait que peu d'instrumentation, ont eu lieu avec les sondes Voyager 1 et 2, respectivement en 1980 et 1981. Voyager 1 survola Titan à une altitude d'environ 4000 km, ce qui ne lui a, malheureusement, pas permis d'observer le sol en raison de l'atmosphère dense et opaque. Mais cela a permis, par des techniques telles que l'occultation suivie d'une analyse de l'absorption des ondes radio, ou encore l'observation en infrarouge et en ultraviolet, d'en déduire diverses informations sur l'atmosphère de Titan. L'azote, le méthane, ainsi que de nombreux hydrocarbures ont été détectés, tout comme l'hydrogène qui s'échappe de l'atmosphère.

Des travaux d'analyse de ces données, tels que ceux de *Hanel et al.* (1981), *Broadfoot et al.* (1981), *Tyler et al.* (1982), *Smith et al.* (1982) ou encore *Lindal et al.* (1983), ont fourni des densités d'azote moléculaire ainsi que des températures jusqu'à de hautes altitudes (jusques  $\sim 1300$  km). L'exobase a par ailleurs été située entre 1400 km (*Smith et al.* 1982) et 1595 km (*Atreya* 1986). A la suite de ces analyses, de nombreux travaux de modélisation ont analysé l'atmosphère neutre de Titan. Les principaux sont ceux de *Yung*

*et al.* (1984), *Keller et al.* (1992) et *Toublanc et al.* (1995) (voir 6.1 pour plus de détail sur cette dernière étude), avec des profils de densité calculés jusques 2000 km d'altitude.

Le travail de modélisation réalisé par *Amsif et al.* (1997), fondé sur les résultats des sondes Voyager, a ensuite permis de déterminer des profils de densités pour l'exosphère étendue, bien au-delà des limites étudiées auparavant (en utilisant le formalisme de *Chamberlain and Hunten* (1987)). Ce travail a utilisé pour densités à l'exobase les conditions de *Keller et al.* (1992), avec des caractéristiques variées pour l'altitude de l'exobase (1525 ou 1600 km d'altitude) et sa température (166 K, 186 K et 206 K). Nous verrons plus loin (voir la table 4.1) les conditions considérées à l'altitude critique pour les 5 principales espèces ( $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $H_2$ ,  $H$  et  $N$ ) par *Amsif et al.* (1997).

Plus récemment, *Vervack et al.* (2004) ont réanalysé les données de Voyager 1 UVS pour les occultations solaires, et recalculé de nouveaux profils de densités, notamment pour les principales espèces que sont  $N_2$ ,  $CH_4$  et  $H_2$ . En comparaison aux précédents résultats (*Smith et al.* 1982), les densités de  $N_2$  sont augmentées, celles de  $CH_4$  fortement réduites (d'un facteur 3-7), et la température thermosphérique est de 20-40 K inférieure, c'est-à-dire autour de 153-158 K.

La mission Cassini-Huygens a permis, depuis l'orbite d'insertion autour de Saturne (SOI) le 1<sup>er</sup> juillet 2004, de survoler régulièrement Titan (44 survols sont prévus) jusqu'à des altitudes, au plus bas, de 900-1000 km. Parmi les instruments à bord de Cassini (cf. 3.3), UVIS (Ultraviolet Imaging Spectrograph) et INMS (Ion and Neutral Mass Spectrometer) ont permettent d'analyser précisément la structure de la thermosphère et de la basse exosphère de Titan.

Les résultats de UVIS (*Shemansky et al.* 2005) pour le second survol de Titan (Tb), le 13 décembre 2004, ont permis de fournir des mesures de densités de 6 hydrocarbures, jusques 1600 km d'altitude, dont le méthane (avec  $N_{CH_4}(1500 \text{ km}) = 2.2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ), ainsi qu'un profil en altitude de la température ( $T = 151 \text{ K}$  autour de 1500 km d'altitude).

Mais l'instrument le plus prolifique est INMS, en ce qui concerne l'étude de la basse exosphère. A l'heure actuelle, 3 survols ont fourni des données avec des profils de densité pour  $H_2$ ,  $CH_4$  et  $N_2$  entre environ 1000-1200 et 2000 km d'altitude :  $T_a$  (le 26 octobre 2004), Tb (le 13 décembre 2004) et T5 (le 16 avril 2005). Les premiers résultats (*F. Leblanc*, communication privée) furent suivis de plusieurs publications analysant les résultats de  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$ . *Waite et al.* (2005) ont ainsi analysé le survol  $T_a$ , avant que *Yelle et al.* (2006) et *de La Haye et al.* (2007) ne complètent cette étude par une comparaison avec les deux autres survols. Notons également qu'une très récente étude (*Cui et al.* 2007) a analysé les profils de  $H_2$  jusqu'à 7000 km d'altitude pour un grand nombre de survols.

Les résultats montrent que la haute atmosphère de Titan est caractérisée par une structure très isotherme, avec une température variant entre 145 K et 160 K. La température varie en fonction du survol (et donc aussi en fonction du temps local, compte-tenu de la géométrie des survols), et des variations horizontales sont également remarquées. Le

survol  $T_a$  indique en particulier une température de l'ordre de  $149 \pm 3$  K. Par ailleurs, l'exobase se situe entre 1400 et 1450 km d'altitude, avec une valeur de  $1429 \pm 5$  km pour le premier survol. L'homopause (limite séparant les région de mélange efficace et de diffusion différentielle) est estimée aux alentours de  $1195 \pm 65$  km d'altitude pour le premier survol, pour lequel un coefficient de diffusion turbulente d'environ  $4.2 * 10^9$  cm<sup>2</sup> a pu être déduit.

L'analyse des profils de densité obtenus pour  $N_2$ ,  $CH_4$  et  $H_2$  a également pu mettre en évidence :

- des perturbations sur les densités de  $N_2$  et  $CH_4$  indiquant la propagation d'ondes de grandes amplitude et échelle spatiale ; ces ondes sont étudiées en détail par *Müller-Wodarg et al.* (2006)
- des profils non thermiques au-delà de l'exobase pour les espèces  $N_2$  et  $CH_4$ , en particulier pour  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$  ingress ; des températures jusques 20-50 K au-dessus de la température thermique seraient ainsi nécessaires pour coller aux profils mesurés dans la basse exosphère ; cet aspect, étudié par *de la Haye* (2005) et *de La Haye et al.* (2007), sera détaillé dans le chapitre 8.

Les résultats d'INMS montrent des différences notables par rapport à ceux de Voyager (surtout par rapport aux premières analyses qui en ont été faites), mais sans changement radical. En particulier, il est étonnant de remarquer la grande proximité dans les températures mesurées par Voyager (*Vervack et al.* 2004) et Cassini, avec respectivement  $153 \pm 5$  K et  $149 \pm 3$  K (pour  $T_a$ ). Pourtant, les activités solaires correspondant aux deux périodes de mesures sont très différentes, avec un maximum solaire pour Voyager 1 et une phase descendante pour Cassini, ce qui correspond à un facteur 2-3 de différence (en prenant le flux radio à 10.7 cm) pour le flux solaire incident.

## 1.2 L'environnement ionique

L'environnement ionique de Titan est constitué d'une ionosphère dense baignant dans un plasma magnétosphérique en corotation (lorsque Titan se trouve à l'intérieur de la magnétosphère) ou un plasma solaire.

### 1.2.1 L'ionosphère de Titan

L'ionosphère est, par définition, la partie ionisée de l'atmosphère d'un corps. Son existence fut initialement déduite des variations magnétiques observées sur Terre, impliquant, selon *Stewart* (1882), l'existence de courants électriques dans la haute atmosphère. Elle est produite par divers processus d'ionisation, dont essentiellement la photoionisation - par l'éclairement solaire - et l'impact électronique, et dans une moindre mesure des processus tels que l'échange de charge ou les rayons cosmiques. L'ionosphère influence en particulier largement la propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère, permettant

ainsi les télécommunications à distance malgré la rotondité de la terre.

Le satellite Titan, doté d'une atmosphère dense, possède naturellement une ionosphère significative, très riche en hydrocarbures, avec en particulier l'ion majoritaire  $HCNH^+$  (voir les profils ionosphériques de la figure 10.5 issus du modèle photochimique de *Toublanc et al.* (1995)). Elle fut tout d'abord étudiée selon les processus ionisants, avec l'influence des rayonnements cosmiques galactiques par *Capone et al.* (1983), ou celle des flux solaires et des électrons magnétosphériques notamment par *Ip* (1990), avant d'autres travaux récents plus exhaustifs tels que ceux de *Keller et al.* (1992). Ces travaux ont déduit un pic ionosphérique autour de 1000-1200 km d'altitude (avec une densité de l'ordre de quelques milliers d'électrons par centimètre cube), en accord avec les données d'occultation radio de Voyager 1 (*Lindal et al.* 1983).

Les différents survols à basse altitude de la sonde Cassini ont récemment permis une meilleure compréhension de l'ionosphère de Titan. L'instrument INMS a ainsi permis d'analyser précisément sa composition chimique (*Cravens et al.* 2006), avec en particulier la présence importante et inattendue d'ions très lourds. Dans le même temps, les données de CAPS ont mis à jour la présence significative d'ions négatifs dans l'ionosphère de Titan (*Coates et al.* 2006). L'instrument radio RPWS a quant à lui notamment analysé en détail les densité et température électroniques (*Wahlund et al.* 2005), récemment interprétées et comparées à des simulations MHD par *Galand et al.* (2006).

### 1.2.2 Le plasma magnétosphérique

Au-delà de l'ionosphère, le plasma environnant est soit un plasma magnétosphérique, lorsque Titan se trouve à l'intérieur de la magnétopause, soit un plasma solaire dans le cas contraire. Néanmoins, nous nous concentrerons sur le cas d'un plasma magnétosphérique, dans la mesure où Titan se trouve, dans la majorité des cas (y compris au point subsolaire), à l'intérieur de la magnétopause (*Lundberg et al.* 2006).

De manière très générale, les caractéristiques de la magnétosphère kronienne sont situées à mi-chemin entre celles des magnétosphères terrestre et jovienne, tant du point de vue de la taille que de celui de l'importance de la corotation (les deux étant maximales pour le cas jovien). Elle possède également une originalité importante liée à la présence essentielle des anneaux, influençant considérablement la dynamique magnétosphérique.

La magnétosphère de Saturne, que nous ne considérerons désormais que dans le contexte de l'orbite de Titan, est essentiellement composée d'ions  $H^+$  et d'une autre composante plus lourde, supposée être  $N^+$  avant l'arrivée de la sonde Cassini (dont la présence était liée au supposé tore d'azote de Titan), et désormais identifiée comme  $O^+$ . Il s'agit d'un plasma en corotation, ou plutôt en sous-corotation. A cette distance de Saturne, il ne s'agit plus d'une corotation rigide, mais plutôt d'une sous-corotation aux alentours de 120 km/s, qui constitue une valeur en accord avec les données des sondes Voyager et



Cassini : *Sittler et al.* (2005) ont obtenu une vitesse de corotation de 80-150 km/s pour le survol réalisé par Voyager 1, tandis que, pour la mission Cassini, *Crary et al.* (2006) et *Szego et al.* (2005) ont respectivement trouvé une vitesse de 90-130 km/s ou 120-160 km/s à partir des données de l'instrument CAPS.

Globalement, les résultats obtenus pour l'environnement de Titan sont comparables entre les sondes Voyager et Cassini (*Hartle et al.* 2006b), du moins pour le premier survol de Titan  $T_a$  (dont la configuration est très similaire au survol de Voyager 1). Le plasma magnétosphérique est ainsi constitué des composantes principales suivantes (*Krimigis et al.* (1983) pour les protons énergétiques, *Neubauer et al.* (1984) pour les autres populations)

- des protons de  $T_{H^+}^1 \sim 30$  keV, avec une densité  $n_{H^+}^1 \sim 1.5 * 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$
- des protons de  $T_{H^+}^2 \sim 210$  eV, avec une densité  $n_{H^+}^2 \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$
- des ions  $O^+$  de  $T_{O^+} \sim 2.9$  keV, avec une densité  $n_{O^+} \sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$
- des électrons de  $T_e \sim 200$  eV, avec une densité  $n_e \sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$

Le plasma énergétique, avec les protons énergétiques de 30 keV qui nous concerneront particulièrement au cours de la thèse (dans la mesure où ils sont les protons parents des H ENAs d'énergie entre 20 et 50 keV dont nous avons étudié l'imagerie), est aujourd'hui encore essentiellement connu grâce aux résultats issus des données de l'instrument LECP de la sonde Voyager (*Krimigis et al.* (1981), *Krimigis et al.* (1983)).

Le profil en énergie des flux de protons énergétiques peut être représenté par une distribution kappa (voir le paragraphe 8.1.2 pour une description de cette distribution), proche d'une gaussienne à faible énergie, puis semblable à une loi de puissance au-delà de la vitesse de corotation (ce qui est largement le cas à des énergies de 30 keV). La valeur du paramètre  $\kappa$  est d'ailleurs établie aux alentours de 4-6 dans la magnétosphère de Saturne pour une valeur du paramètre  $L$  de *McIlwain* (1961) entre 5 et 15  $R_S$  ( $R_S$  rayon de Saturne).

Par ailleurs, les distributions en angle d'attaque des ions sont apparemment maximales autour de  $90^\circ$ , en particulier dans la magnétosphère interne. En revanche, les électrons sont plus alignés avec les lignes de champ magnétique.

Les résultats issus des sondes Voyager et (pour les premiers résultats) Cassini indiquent globalement une grande variabilité du plasma sur de courtes ou longues périodes (surtout dans la partie externe de la magnétosphère), avec cependant quelques caractéristiques relativement stables.

## 1.3 L'interaction entre Titan et la magnétosphère kronienne

### 1.3.1 Caractéristiques générales de l'interaction

Les données de la sonde Cassini ont confirmé celles de Voyager sur l'absence (du moins détectable) de champ magnétique intrinsèque à Titan (*Backes et al.* 2005). La présence d'une atmosphère dense implique donc pour ce satellite une interaction du type atmosphère-vent solaire/magnétosphère, de manière similaire aux situations connues pour Vénus, Mars, ou les comètes.

En revanche, contrairement à ces derniers exemples, l'interaction pour Titan est de type superalfvénique et subsonique, conduisant ainsi à l'absence de choc en amont de Titan (lorsqu'il se situe dans la magnétosphère). Le champ magnétique kronien, de l'ordre de 5 nT, d'après les sondes Voyager et Cassini (*Neubauer et al.* (1984), *Backes et al.* (2005)), se drape autour de l'obstacle conducteur que représente l'ionosphère de Titan, créant ainsi une magnétosphère induite.

De nombreux phénomènes apparaissent avec cette interaction (*Brecht et al.* 2000), sur le plan de la topologie du champ magnétique, celui de la dynamique du plasma magnétosphérique, ou encore celui de l'échappement et de l'érosion de l'atmosphère de Titan. Il y a notamment un intérêt particulier quant à la quantification des ions pickups, créés à partir de l'atmosphère par divers processus puis entraînés dans le plasma magnétosphérique en corotation (*Hartle et al.* 2005).

### 1.3.2 Modélisation de l'interaction

De nombreuses études ont, depuis une dizaine d'années, tenté de modéliser cette interaction entre Titan et le plasma environnant. Il s'agit pour la plupart de modèles MHD (magnétohydrodynamique), et pour certains de modèles hybrides.

Les premiers furent des codes MHD, à une dimension et avec une seule espèce ionique (*Keller et al.* 1994), puis à deux dimensions et multifluide (*Cravens et al.* 1998), et enfin à trois dimensions et également pour plusieurs espèces ioniques (*Nagy et al.* (2001), *Ma et al.* (2004)). Ces modèles, dont seulement quelques-uns sont ici cités, permettent globalement de reproduire assez bien les différentes structures observées pour l'interaction entre Titan et le plasma environnant.

Cependant, il s'agit d'une approche qui considère les particules de manière fluide, et non de manière cinétique. Il est rapidement apparu qu'une approche hybride, prenant en compte les ions de manière cinétique et les électrons de manière fluide, était nécessaire pour prendre en compte les effets spécifiques provenant des grands rayons de giration ioniques dans l'environnement de Titan. Ces rayons de giration peuvent en effet être de

l'ordre du rayon de Titan pour certaines énergies, induisant des effets très conséquents (voir la figure 4.1).

De telles approches hybrides ont été développées avec succès, en premier lieu par *Brecht et al.* (2000), puis plus récemment notamment par *Kallio et al.* (2004) ou *Simon et al.* (2006). Un dernier modèle hybride, développé par Ronan Modolo initialement pour le cas martien (*Modolo et al.* 2005) fut ensuite adapté au satellite Titan (*Modolo* (2004), *Modolo and Chanteur* (2007)).

Nous avons eu, au cours de la thèse, de nombreux échanges avec Ronan Modolo, dans la mesure où son code hybride est très performant pour décrire l'interaction de Titan avec la magnétosphère de Saturne, avec en outre un intérêt spécifique sur la production des ENAs dans cet environnement.

Ce modèle est donc un code hybride multiespèces, auto-cohérent (calculant simultanément les paramètres de champ et de particules). Dans le cas de Titan, il prend en compte trois espèces neutres pour l'atmosphère ( $N_2$ ,  $CH_4$  et  $H_2$ ), trois espèces correspondantes d'ions pickups ( $CH_4^+$ ,  $N_2^+$  et  $H_2^+$ ), et trois populations d'ions magnétosphériques avec des électrons de 200 eV (populations décrites plus haut en 1.2.2). Outre le système d'équations couplées, déterminant l'évolution du champ électromagnétique ainsi que les trajectoires des particules, divers processus d'ionisation sont pris en compte de manière spécifique : la photoionisation par les UV solaires, l'impact électronique par les électrons magnétosphériques et les réactions d'échange de charge.

Notons par ailleurs que Ronan Modolo nous a fourni un code de particules tests (pour quelques milliers de particules), issu du code complet adapté pour la configuration spécifique du premier survol de Titan  $T_a$ , permettant ainsi de suivre facilement l'évolution des particules et d'analyser un certain nombre de phénomènes (voir les paragraphes 12.1.4 et 13.3).

# Chapitre 2

## Les atomes énergétiques neutres (ENAs) et leur imagerie

### 2.1 Les principes

Les Atomes Énergétiques Neutres, ou ENAs (Energetic Neutral Atoms), sont issus d'une réaction d'échange de charge entre un ion énergétique et un neutre froid, que l'on peut écrire ainsi (pour le cas le plus courant de l'échange d'une seule charge) :



où l'ion énergétique  $A^+$  devient l'ENA  $A$ , tandis que le neutre froid  $B$  s'ionise en  $B^+$ .

On peut par ailleurs calculer ainsi le flux d'ENAs  $J_{ENA}$  d'énergie  $E$  (en  $cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} keV^{-1}$ ), intégré le long d'une ligne de visée définie (Roelof 1987) :

$$J_{ENA}(E) = \sum_k \sigma_k(E) \int_s n_k(s) J_{ION}(E) ds \quad (2.2)$$

avec le flux d'ions parents  $J_{ION}$  (de même unité, et ici supposé uniforme), la densité de l'espèce neutre  $k$   $n_k$  (en  $cm^{-3}$ ) et la section efficace d'échange de charge  $\sigma_k$  (en  $cm^2$ ) entre les ions et l'espèce neutre  $k$ .

L'ENA ainsi produit conserve quasiment le vecteur vitesse de l'ion parent, si bien que l'énergie et la direction sont presque identiques, puisque l'énergie impliquée dans la réaction d'échange de charge est très faible comparée à l'énergie cinétique de l'ion parent. De telles particules peuvent être nommées ENAs dès lors que leur énergie est très supérieure à l'énergie d'échappement du corps dont la force gravitationnelle prédomine.

Les influences gravitationnelles et électromagnétiques étant ainsi négligeables, les ENAs se comportent alors comme des photons, avec une trajectoire rectiligne uniforme, et peuvent donc être imagés de manière analogue à l'imagerie optique.

L'existence de ces particules est apparue initialement avec l'observation aurorale, par

*Vegard* (1939), d'un décalage doppler de la raie d'émission Balmer  $H_\alpha$  (656.3 nm), qui ne fut cependant interprétée que plus tard (*Vegard* (1948), *Meinel* (1950)) comme la création d'ENAs d'hydrogène à partir de protons précipitant dans l'atmosphère et se neutralisant dans l'exosphère de la Terre.

Le concept d'imagerie d'ENAs est apparu plus tard, puisque les ENAs, devenus un outil intéressant pour diagnostiquer la dynamique des protons magnétosphériques (ayant subi un échange de charge avec l'exosphère terrestre), peuvent être détectés bien en dehors de leur région source. Ce fut réalisé pour la première fois par *Roelof et al.* (1985), avec le lancement des satellites IMP 7/8 et ISEE 1, tous deux équipés de détecteurs de particules énergétiques. Ils ont alors fourni les premières images en ENAs du courant annulaire en période de forte activité géomagnétique, analysées et comparées à des simulations (*Roelof* 1987).

## 2.2 L'imagerie des magnétosphères

La technique d'imagerie à atomes énergétiques neutres est apparue, au même titre que d'autres techniques d'imagerie par détection à distance (par imagerie de photons pour les domaines radio, visible, ultra-violet et X), comme un outil formidable pour comprendre les dynamiques globales des magnétosphères planétaires ou de l'héliosphère.

La découverte des ceintures de radiations par *VanAllen et al.* (1958) a ouvert un domaine d'étude complet de l'astrophysique, avec l'existence insoupçonnée d'importantes populations de particules énergétiques chargées, piégées par le champ magnétique terrestre. L'étude de la magnétosphère terrestre a été réalisée notamment par de nombreuses mesures in situ, dont les mesures réalisées par les quatre satellites du projet Cluster constituent le point d'orgue. Mais l'utilisation combinée de techniques de mesures à distance permet non seulement de comprendre les phénomènes locaux, en les situant dans leur contexte, mais également d'avoir une vision globale des mécanismes en jeu, avec une étude aisée de la dynamique générale d'une magnétosphère.

L'imagerie des ENAs est une technique particulièrement efficace pour l'étude de tels environnements, dès lors que des particules chargées (en grande quantité dans les magnétosphères et dans l'héliosphère) interagissent avec des populations neutres froides (essentiellement dans les thermosphères et exosphères planétaires).

De nombreux satellites ont permis, jusqu'à aujourd'hui, d'imager de manière globale les environnements de la Terre, puis d'autres corps tels que Mars et Saturne. Parmi les premiers résultats, nous pouvons citer en particulier ceux du micro-satellite suédois ASTRID, dédié à l'étude de la magnétosphère terrestre avec une orbite polaire. Il permet d'imager la dynamique magnétosphérique à travers la mise en évidence et l'analyse de l'interaction entre les populations énergétiques de la zone aurorale et la haute atmosphère (*Barabash et al.* 1997).

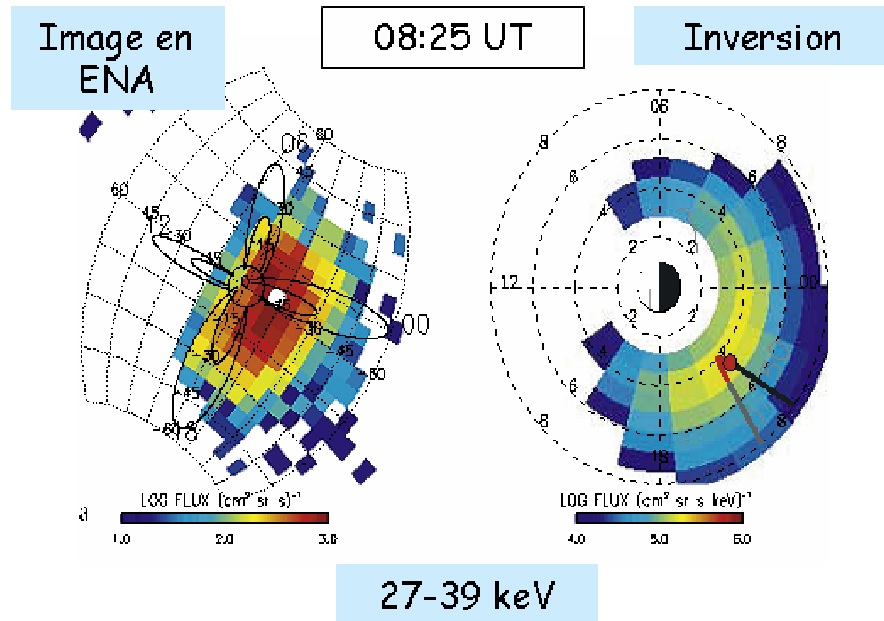


FIG. 2.1 – Comparaison entre une image en H ENA du courant annulaire terrestre, par le satellite IMAGE le 18 avril 2002, et l’image inversée représentant les distributions de protons parents (*Vallat et al.* 2004).

Par la suite, le satellite IMAGE (Imager for Magnetopause-to-Aurora Global Exploration), ayant à son bord trois imageurs d’ENAs (*Burch et al.* 2000), a continué d’étudier en détail la magnétosphère interne, à travers le courant annulaire, le vent polaire ou encore la couche de plasma. Concernant le courant annulaire, d’intéressants résultats ont été obtenus par *Vallat et al.* (2004) qui ont obtenu la première validation d’une inversion d’une image d’ENA (d’hydrogène) en distribution d’ions parents (avec la méthode d’inversion développée par *DeMajistre et al.* (2004)) : ce type d’inversion, visible sur la figure 2.1 a pu être comparé, avec succès, avec les mesures in situ (dans la région source des ENAs mesurés par IMAGE) réalisées par l’expérience Cluster CIS. Nous pouvons également noter la présence, à bord du satellite IMAGE, d’un imageur d’ENAs, qui est en particulier le modèle de rechange de l’imageur neutre de l’expérience MIMI à bord de la sonde Cassini.

En dehors de la Terre, deux missions récentes permettent d’imager en ENAs l’interaction entre le vent solaire et les planètes Mars et Vénus : Mars Express et Venus Express. Le but étant, en particulier pour Mars, d’étudier l’érosion de l’atmosphère par le vent solaire et donc comprendre son évolution depuis sa formation (*Brinkfeldt et al.* 2006).

Par ailleurs, l’instrument INCA, parmi les instruments de l’expérience MIMI à bord de Cassini (*Krimigis et al.* (2004) ; voir partie 3.3 pour plus de détails instrumentaux), a imagé pour la première fois l’environnement de Jupiter en ENAs, bien avant l’arrivée de la sonde sur le système saturnien. Il a ainsi permis d’observer, à une distance importante, une source centrale entourée de deux lobes intenses, créés par échange de charge entre les ions énergétiques de la magnétosphère jovienne et le tore de neutres issu du satellite

Europe (*Mauk et al.* 2003).

L'insertion en orbite de la sonde Cassini autour de Saturne en juillet 2004 a fourni ensuite de nombreux résultats intéressants, en particulier en ce qui concerne l'imagerie en ENAs. Ainsi, il est rapidement apparu que les données indiquaient une périodicité temporelle, proche de la période de rotation saturnienne ( $\sim 10$  h 45 min). De nombreuses injections de particules, depuis le côté queue de la magnétosphère, ont ainsi pu être suivies lorsqu'elles sont emmenées par le plasma en corotation autour de Saturne, ce qui donne ces périodicités dans les mesures (*Krimigis et al.* 2005). Certaines de ces injections sont associées avec un couplage plus efficace de la magnétosphère de Saturne avec le vent solaire, phénomène analogue aux sous-orages de la magnétosphère terrestre (*Mitchell et al.* 2005b).

Un autre résultat étonnant obtenu par l'étude des données d'INCA fut la découverte d'une ceinture interne de radiations, à l'intérieur de l'anneau D (*Krimigis et al.* (2005) ; figure 2.2). En réalité, on suppose que cette ceinture interne provient de la migration de populations de la ceinture principale externe vers Saturne : les ions subissant un échange de charge avec les populations équatoriales de gaz, ainsi transformés en ENAs, peuvent survoler les anneaux et se diriger vers la haute atmosphère de Saturne, où une nouvelle réaction d'échange de charge les retransforme en ions, peuplant de cette manière une ceinture interne de radiations. Les ions de cette ceinture interne peuvent ensuite subir une autre réaction d'échange de charge, permettant à l'imageur INCA de les détecter à distance en tant que ENAs.

Le satellite Titan fait bien entendu également partie des objets d'étude principaux prévus pour l'instrument INCA. Il doit permettre de fournir des informations précieuses sur les environnements d'ions (du plasma en corotation, ou du vent solaire / de la magnétogaine) et de neutres dans cette région externe. L'enjeu est notamment de mieux comprendre l'interaction d'un tel objet non magnétisé (mais pourvu d'une atmosphère extrêmement dense) avec son environnement ionisé, de manière analogue à Mars ou Venus, mais dans un contexte plus complexe, par la diversité des configurations possibles (en fonction de la situation de Titan par rapport à la magnétosphère de Saturne). En outre, la technique d'imagerie en ENAs permet de sonder des milieux peu denses en neutres, ce qui en fait un outil privilégié (si ce n'est unique) pour analyser les populations neutres à haute altitude, avec en particulier l'existence supposée d'un tore de neutres (*Ip* 1992) associé à Titan, ou encore les profils de densités au-delà de 2000 km d'altitude (limite haute de sensibilité de l'instrument INMS pour l'analyse de l'atmosphère neutre de Titan). Rappelons à ce propos qu'un travail spécifique a été réalisé par Amsif (*Amsif et al.* (1997), *Amsif* (1996) ; voir partie 4 pour plus de détails sur son travail) pour prévoir le type de résultats obtenus pour l'imagerie en ENAs de l'exosphère étendue de Titan.

L'imagerie en ENAs a donc prouvé son intérêt pour la compréhension globale d'environnements tels que les magnétosphères, et sera à l'avenir un outil incontournable des

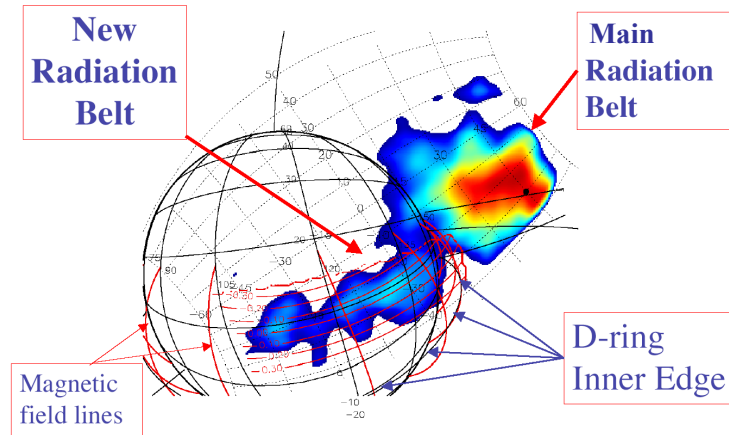


FIG. 2.2 – Image en H ENA obtenue par l'instrument INCA, pour une gamme d'énergie de 20-50 keV, avec les flux d'ENAs codés en couleurs. On peut observer Saturne avec la ceinture de radiations principale, ainsi qu'une ceinture interne de radiations, jusqu'alors inconnue, et placée à l'intérieur de l'anneau D (*Krimigis et al.* 2005).

missions spatiales. De nombreux projets comptent déjà utiliser de tels imageurs de neutres. Ainsi, l'expérience SERENA (Search for Exospheric Refilling and Emitted Natural Abundances) à bord de Bepi-Colombo comportera un détecteur pour les énergies de 100 eV - 10 keV (*di Lellis et al.* 2004). De telles énergies, relativement faibles, permettront d'analyser la magnétosphère de Mercure (d'importance réduite par rapport à celle de la Terre). La mission IBEX (NASA's Interstellar Boundary Explorer) sera quant à elle dédiée à l'étude de l'héliosphère, dont les dimensions sont telles - elle s'étend sur 150-200 UA au-delà du



Soleil - que seules des techniques de détection à distance sont appropriées pour comprendre sa dynamique globale (même si Voyager 1 à aujourd'hui déjà traversé le choc terminal). En particulier, l'imagerie neutre est particulièrement adaptée à l'étude de l'interaction entre les populations neutres du milieu interstellaire local avec les ions énergétiques de l'héliogaine, au niveau de la frontière héliosphérique (*Gruntman et al.* 2001). C'est dans ce contexte que la mission IBEX (Interstellar Boundary Explorer) a été imaginée, avec deux imageurs d'ENAs (pour des énergies de 100 eV à 6 keV), pour mieux comprendre le choc terminal ainsi que l'héliogaine.

# Chapitre 3

## Description de la mission Cassini et des instruments à son bord

### 3.1 La mission Cassini

#### 3.1.1 Description de la mission

La mission Cassini-Huygens est issue d'une collaboration internationale entre les agences spatiales américaine (NASA), européenne (ESA) et italienne. Elle est composée d'un orbiteur, Cassini, et d'un atterrisseur Huygens qui s'est posé sur Titan le 14 janvier 2005.

Partie en 1997 de la Terre, la sonde a survolé successivement la planète Vénus (2 fois), la Terre (1999) et Jupiter (en 2000), avant son insertion en orbite autour de Saturne le 1<sup>er</sup> juillet 2004. La mission était prévue initialement pour se terminer en 2008, avant de continuer finalement par une mission étendue.

Les objectifs principaux de cette mission, qui succède aux sondes Pioneer (en 1979), Voyager 1 (1980) et Voyager 2 (1981), sont globalement d'étudier :

- la magnétosphère de Saturne dans son ensemble
- l'atmosphère de Saturne et celle de Titan
- la surface (et l'intérieur) des divers satellites kroniens
- les anneaux de Saturne

De nombreux survols des satellites kroniens sont prévus, avec notamment 44 survols de Titan. Par ailleurs, il faut noter la présence, à bord de l'orbiteur Cassini, de 12 instruments, et de 6 autres sur la sonde Huygens. En ce qui concerne l'orbiteur (car nous ne détaillerons pas la sonde Huygens, qui ne nous concerne pas directement), les instruments sont les suivants :

- divers instruments dédiés à l'observation optique (à distance) : Composite Infra-red Spectrometer (CIRS), Imaging Science Subsystem (ISS), Ultraviolet Imaging Spectrograph (UVIS), Visible and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS)
- plusieurs autres consacrés à l'étude des champs électromagnétiques, des ondes et du

plasma : Cassini Plasma Spectrometer (CAPS), Cosmic Dust Analyzer (CDA), Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS), Magnetometer (MAG), Magnetospheric Imaging Instrument (MIMI), Radio and Plasma Wave Science (RPWS)

- deux instruments radio : Radar, Radio Science Subsystem (RSS)

Nous développerons plus loin l'expérience MIMI qui fut la base de notre étude, ainsi que d'autres instruments qui nous ont été également utiles.

### 3.1.2 Les survols de Titan

Le satellite Titan est un des objectifs privilégiés de la mission Cassini-Huygens, ce qui est visible non seulement à travers l'atterrissage du module Huygens à sa surface, mais aussi à travers le nombre important de survols de ce satellite (44). Ces survols ont un double objectif : étudier le satellite Titan, mais aussi profiter de son influence gravitationnelle pour ajuster l'orbite de Cassini. Nous allons durant cette thèse en étudier quelques-uns, dont en particulier trois d'entre eux ayant eu lieu au début de la mission :

- le premier survol  $T_a$  du 26 octobre 2004, avec une altitude minimale de  $\sim 1200$  km
- le second survol  $T_b$  du 13 décembre 2004, avec une altitude minimale également à 1200 km
- le cinquième survol  $T_5$  du 16 avril 2005, avec une altitude minimale de  $\sim 950$  km

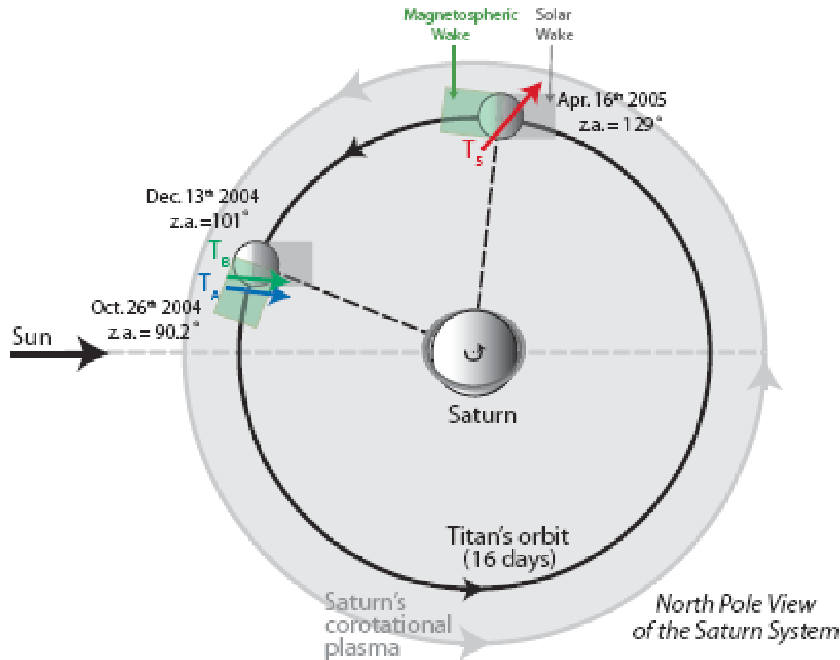


FIG. 3.1 – Schéma détaillant les survols  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$  quant au positionnement au sein de la magnétosphère kronienne et par rapport à la direction solaire (issu de *de La Haye et al.* (2007)).

Les figures 3.1 et 3.2 permettent de comprendre la géométrie de ces trois survols qui nous seront d'un intérêt particulier par la suite. Ces trois survols ont lieu avec une

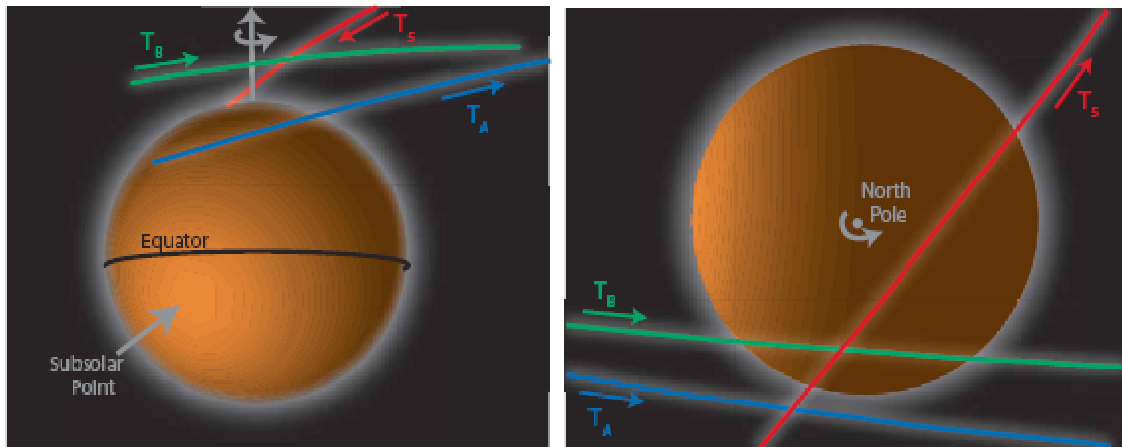


FIG. 3.2 – Schéma détaillant la géométrie des survols  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$  par la sonde Cassini (issu de *de La Haye et al.* (2007)).

inclinaison relativement faible (un peu plus forte pour  $T_5$ ), avec deux configurations bien distinctes. En effet, les survols  $T_a$  et  $T_b$  sont très similaires, avec une position de Titan vers 10 h en temps local (TL) et une trajectoire de Cassini dans le même sens et en aval de Titan (dans la queue du drapé magnétosphérique). En revanche, Titan se trouve à environ 6 h (TL) lors de  $T_5$ , avec une trajectoire de l'orbiteur vers l'extérieur de la magnétosphère et au-dessus du pôle nord de Titan. Quant aux altitudes explorées, le survol  $T_5$  descend légèrement plus bas, à la limite du possible (en-deçà, les fortes densités mettraient en péril la sonde et ses instruments).

## 3.2 Description de l'expérience MIMI (Magnetosphere Imaging instrument)

L'expérience MIMI (Magnetosphere Imaging instrument) se trouve à bord de la sonde Cassini et est constituée de trois instruments (*Krimigis et al.* 2004), que nous détaillerons plus bas : LEMMS (Low Energy Magnetospheric Measurements System), CHEMS (Charge Energy Mass Spectrometer) et INCA (Ion and Neutral Camera). Les deux premiers effectuent des mesures in-situ du plasma, tandis que le troisième fait de l'imagerie à distance d'ions ou d'atomes énergétiques neutres (ENAs, voir la partie précédente 2). Ces instruments sont dédiés aux particules d'énergie supérieure à quelques keV.

L'objectif global de cette expérience est, à travers la double approche de mesures in situ et de détection à distance, d'obtenir un état des lieux global de la magnétosphère de Saturne et d'analyser sa dynamique.

Plus précisément, la combinaison des différentes données et de diverses techniques d'analyse doit permettre d'étudier, entre autres, les populations magnétosphériques énergétiques (et leur composition), les injections de plasma ainsi que les phénomènes d'orage ou de

sous-orage magnétosphérique, la topologie et la dynamique des champs électrique et magnétique, ou encore l'interaction entre le plasma magnétosphérique et les différents corps du système saturnien - outre Saturne - tels que Titan, les satellites de glace ou les anneaux.

### 3.2.1 L'instrument CHEMS

Ce détecteur, dont une version identique fut développée pour le satellite ISTP/Geotail, est spécifiquement dédié à l'étude des distributions (3D) des ions suprathermiques et de leur état de charge.

Les principales caractéristiques techniques sont fournies dans la table 3.1, avec en particulier la résolution instrumentale, le facteur géométrique (relativement important pour un instrument de type) ainsi que les gammes en énergie et en masse mesurables. Le champ de vue est constitué de 3 télescopes, de  $4^\circ \times 53^\circ$  chacun, ce qui permet, en combinant avec une éventuelle rotation de la sonde, de couvrir tout l'espace et donc d'obtenir des distributions 3D des particules.

Energie par charge	3-220 keV/e
Espèces ioniques	H-Fe
Masse par charge	1-80 amu/e
Résolution (FWHM) en	
énergie par charge, $\Delta(E/Q)/(E/Q)$	0.03
masse par charge, $\Delta(M/Q)/(M/Q)$	0.08, $He^{2+}$ à 100 keV/e
	0.07, $O^+$ à 100 keV
masse, $\Delta M/M$	0.15, $He^{2+}$ à 100 keV/e
	0.05, $O^+$ à 100 keV
Facteur géométrique	$0.05 \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}$
Champ de vue (FWHM)	$4^\circ$ par $159^\circ$
Dynamique	$\sim 10^{10}$

TAB. 3.1 – Caractéristiques techniques de l'instrument CHEMS (*Krimigis et al.* 2004)

Le principe de fonctionnement de l'instrument est l'utilisation combinée d'une déflexion électrostatique (qui sélectionne les particules en fonction de leur rapport  $E/Q$ ) et des mesures du temps de vol et de l'énergie des ions.

La particule de masse  $M$ , de charge  $Q$  et d'énergie  $E$  entre dans l'analyseur électrostatique, qui non seulement filtre en fonction du rapport  $E/Q$  (avec 32 canaux), mais empêche également l'entrée des rayonnements UV. Le système de détection du temps de vol (avec l'utilisation de plaques "start" et "stop") permet de mesurer le temps de vol  $\tau$  de la particule entre les deux plaques séparées de 10 cm. La vitesse de la particule ainsi déduite nous fournit le rapport  $E/M$ .

La combinaison des rapports  $E/M$  et  $E/Q$  permet d'obtenir précisément le rapport  $M/Q$ . Ensuite, les détecteurs à état solide (SSD) permettent de mesurer l'énergie résiduelle

(une fraction de l'énergie incidente est perdue durant les étapes précédentes). Donc en connaissant l'énergie  $E$ , on peut alors connaître les paramètres de masse  $M$  et de charge  $Q$  de manière spécifique. Cependant, la perte d'énergie est plus importante pour les faibles énergies et les fortes masses, ce qui rend la mesure du rapport  $M/Q$  généralement plus précise que celle des paramètres  $M$  et  $Q$  séparés. En outre, le seuil électronique en énergie des SSD est de 26 keV, ce qui implique l'absence de mesure d'énergie en-deçà : on parle alors simplement de "double" coïncidence, au lieu d'une "triple" coïncidence dans les meilleures conditions.

### 3.2.2 L'instrument LEMMS

L'instrument LEMMS mesure la distribution 3D des flux d'ions et électrons énergétiques (d'énergie respectivement supérieure à 30 et 15 keV). Constitué d'un télescope à double entrée (une pour les basses énergies, "low-energy end", la seconde pour les hautes énergies, "high-energy end"), il est protégé par une boîte de platine empêchant l'entrée de particules d'énergie inférieure à 30 MeV sur les côtés (en dehors des entrées du télescope). Les distributions en 3D sont permises grâce à la plate-forme rotative, sur laquelle LEMMS est monté, et qui réalise une rotation complète en 86 s en moyenne. L'axe de rotation de cette plate-forme est perpendiculaire à l'axe de symétrie du satellite.

Quelques éléments sont indiqués dans la table 3.2 quant aux caractéristiques et capacités de l'instrument, en terme de résolution, de champ de vue, ou de bande en énergie mesurable.

Angle d'ouverture	15° (low-energy end) ; 36° (high-energy end)
Nombre de canaux	54 compteurs normaux 4 compteurs prioritaires 64 canaux PHA pour les détecteurs A, E1 et F1
Résolution angulaire	22.5° par sous-secteur (16 sous-secteurs) 2.85° par micro-secteur (128 micro-secteurs)
Résolution temporelle	86 s par rotation 5.31 s par sous-secteur 0.66 s par micro-secteur (128 micro-secteurs)
Bandes en énergie	<i>Compteurs normaux</i> Ions : 0.030-160 MeV Electrons : 0.015-5 MeV <i>Compteurs prioritaires</i> Ions : 0.030-0.036 et 0.036-0.053 MeV Electrons : 0.015-0.028 et 0.028-0.043 MeV

TAB. 3.2 – Caractéristiques techniques de l'instrument LEMMS (*Krimigis et al.* 2004)

Durant la rotation du moteur en 86 s, 16 sous-secteurs sont définis pour les 57 canaux, et 4 compteurs prioritaires ont leurs sous-secteurs subdivisés en 8 micro-secteurs. Les particules entrant par l'ouverture basse énergie sont détectés par les détecteurs E1, E2,

F1, F2 (pour les électrons) et A, B (pour les ions). Quant aux particules de plus hautes énergies, elles sont prises en compte par les détecteurs D1, D2, D3a, D3b et D4.

L'instrument LEMMS fonctionne sur le principe d'une mesure de la perte en énergie des ions ou électrons incidents dans des détecteurs à semi-conducteurs, après une déflexion magnétique. En effet, les particules entrent par l'une des deux entrées du télescope, puis un aimant permanent produit un champ magnétique inhomogène, ce qui infléchit les trajectoires des particules vers des positions différentes. Les détecteurs sont disposés de manière spécifique, de telle manière qu'ils correspondent à des espèces et des énergies particulières. Il y a en particulier une séparation très nette entre les électrons et les ions (les électrons étant plus sensibles au champ magnétique).

Chaque canal correspond ainsi à une ou plusieurs espèces possibles, avec pour chaque espèce éventuelle une bande en énergie spécifique. Notre thèse s'inscrivant essentiellement dans le cadre de l'étude des images en H ENAs (nous en verrons plus loin la raison), nous nous sommes concentrés, du point de vue des données de l'instrument LEMMS, sur les canaux mesurant les protons parents des ENAs analysés. Il s'agit des canaux A ( $A_0$  à  $A_7$ ) qui mesurent essentiellement des protons d'énergie entre 27 keV et 4 MeV.

Malheureusement, le moteur permettant la rotation de la plate-forme de LEMMS a connu des problèmes techniques, si bien que, afin de le préserver pour plus tard, il a été stoppé au début de l'année 2005. Nous verrons plus tard (dans la partie 13) les conséquences que cela induit sur les mesures effectuées par cet instrument.

### 3.2.3 L'instrument INCA

Le troisième instrument constituant l'expérience MIMI est la caméra INCA, qui peut fonctionner de deux manières différentes : en imageur d'ENAs ou d'ions. Il en existe d'ailleurs un modèle de rechange à bord du satellite IMAGE pour la magnétosphère terrestre.

Il s'agit d'un grand détecteur à temps de vol (grâce à un important facteur de géométrie effectif  $G * \epsilon$ , avec  $G$  facteur géométrie et  $\epsilon$  l'efficacité), avec un champ de vue large de  $120^\circ$  (en élévation) par  $90^\circ$  (en azimut). Ses images permettent d'analyser les particules d'énergie supérieure à environ 7 keV.

La table 3.3 permet d'avoir un aperçu des caractéristiques techniques essentielles de cet imageur, avec notamment les différents types de résolution, le facteur de géométrie instrumental ainsi que la bande en énergie mesurable.

### La détection des particules

Les principes généraux de la technique de mesure pour l'instrument INCA sont schématisés sur la figure 3.3. Les particules entrantes passent tout d'abord dans un ensemble de plaques de déviations, ayant toutes la forme d'un quasi demi-disque (sur  $120^\circ$ ). Ces plaques, dis-

posées en éventail sur  $90^\circ$  en azimuth, peuvent être (ou pas) chargées alternativement à des potentiels positifs ou négatifs (jusques  $\pm 6$  keV) afin d'empêcher les particules chargées - du moins celles d'énergie inférieure à 500 keV/e - de rentrer dans l'instrument : seuls les ENAs, les photons et le rayonnement cosmique peuvent passer. Dans le mode d'imageur d'ions, qui est en réalité un mode d'imageur d'ions et de neutres (mais les ions sont majoritaires), les plaques décrites ne sont simplement pas chargées.

Bande en énergie	7 keV à 3 MeV/nucleon
Résolution en vitesse	50 km/s (1 ns en temps de vol)
Résolution en masse	H, O, Espèces lourdes
Champ de vue (FOV)	$120^\circ * 90^\circ$
Couverture angulaire	$0.7\pi$ sr ( $\pi$ si rotation)
Résolution angulaire	$\sim 8^\circ * 4^\circ$ pour $E_H > 50$ keV
(diffusion dans les feuilles à basse E)	$> 8^\circ * 8^\circ$ pour $E_H \sim 20$ keV
Résolution temporelle	6 s, événements PHA
	86 s, basse résolution angulaire
	6 min, haute résolution angulaire
	23 min, espace total
$G * \epsilon$ ( $\text{cm}^2$ sr)	$\sim 2.4$ pour O, $\sim 0.6$ pour H
$G * \epsilon$ pour $4^\circ * 4^\circ$ (O)	0.007
Dynamique	$\sim 10^7$

TAB. 3.3 – Principales caractéristiques techniques de l'instrument INCA (*Krimigis et al.* 2004)

La seconde étape est le passage des particules à travers une fine feuille de carbone, avec la création d'électrons secondaires (elle a également un rôle d'arrêt des photons) ensuite dirigés vers une MCP ("Multi Channel Plate") "start", où la collision induit l'enregistrement d'un temps initial et un codage de la position de détection.

La particule initiale continue sa trajectoire, avec néanmoins une certaine diffusion angulaire après la feuille (voir les paragraphes 3.2.3 et 9.2.2 pour plus de détails). Puis elle arrive au niveau d'une deuxième feuille de carbone, carrée, située juste au-dessus d'une MCP "stop", où les nouveaux électrons secondaires tapent, créant ainsi le signal de fin du temps de vol pour la particule. Le temps de vol est donc à ce moment connu pour la particule. Sa direction est également déterminée grâce à la combinaison des codages de position au niveau des MCP "start" et "stop".

Il est à noter que, lors du passage à la seconde feuille de carbone, les électrons se dirigeant vers le haut sont détectés par une MCP dite de "coincidence", amenant ainsi à une "triple" coincidence (les 3 signaux des MCP) permettant de séparer les "vrais" des "faux" événements : en utilisant une condition sur le temps de trajet des électrons jusqu'à la "coincidence MCP" ( $< 40$  ns), la prise en compte des seuls événements logiques permet de réduire de manière importante le bruit de fond susceptible d'être compté à tort.

La détermination de la masse peut par ailleurs être réalisée, par la considération de



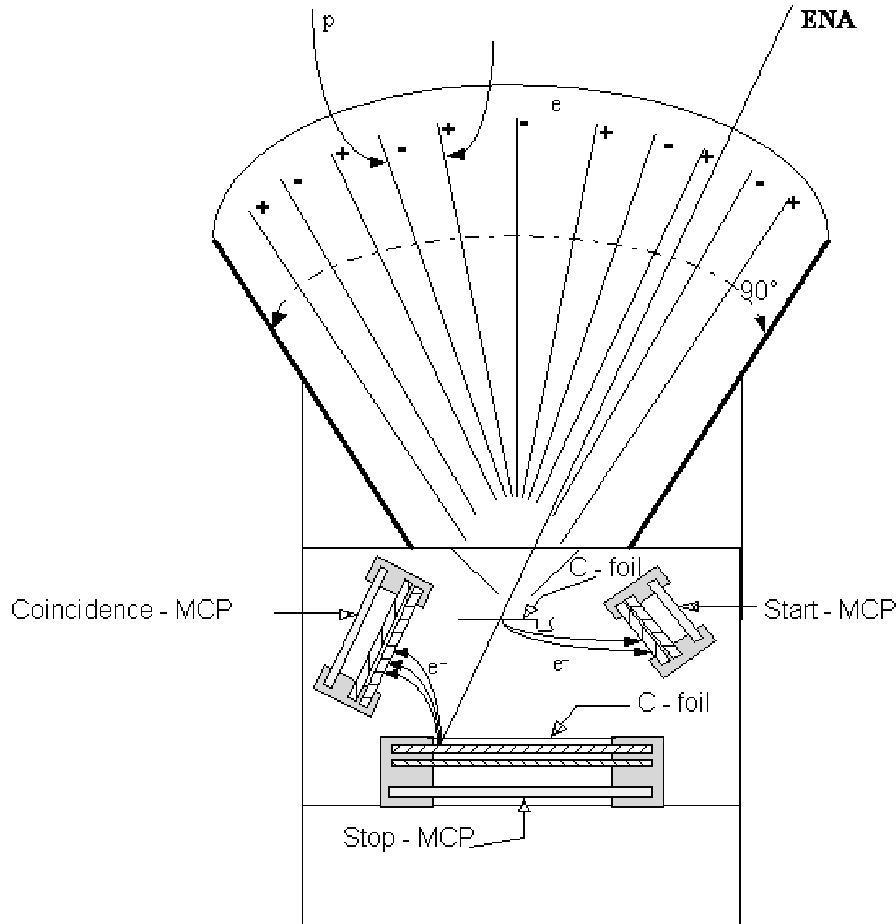


FIG. 3.3 – Schéma simplifié d'une section de l'instrument INCA, et description de la technique de mesure (issu de *Amsif* (1996))

l'intensité des impulsions mesurées lorsque les électrons arrivent sur les MCP. Le nombre d'électrons secondaires émis dépend en effet du nombre d'unités de masse atomique de la particule incidente. Il ne s'agit certes pas d'une mesure précise de la masse des particules, mais cela reste suffisant pour séparer les deux espèces principales attendues dans l'environnement de Saturne, c'est-à-dire l'hydrogène  $H$  et l'oxygène  $O$ . Enfin, l'énergie de la particule est déduite de la connaissance combinée de la vitesse de la particule (grâce à la mesure du temps de vol) et de la masse de celle-ci.

### Les différents modes d'imagerie

Les informations obtenues pour chaque particule sont ensuite envoyées au DPU (Data Processing Unit), qui calcule la masse, la vitesse et la direction d'arrivée (celle après la déviation angulaire de la première feuille de carbone). Ce DPU a par ailleurs été développé par le CERN. Dans le mode d'imageur d'atomes énergétiques neutres, les données sont organisées en trois types principaux d'images :

- des images à haute résolution temporelle, sans distinction de masse (donc d'espèces),

- avec une durée d'acquisition de l'ordre de la minute (86 s) et avec 32\*32 pixels
- des images à haute résolution spatiale, avec 3 groupes de masses spécifiques (H/He, C/N/O, et les lourds), une durée d'acquisition de l'ordre de 5 minutes et avec 64\*64 pixels
- des images à haute résolution en énergie (donc en amont en haute résolution de masse et de vitesse), avec 5 groupes de masses spécifiques (H, He, C/N/O, les lourds et d'autres particules), une durée d'acquisition là aussi de l'ordre de 5 minutes et avec 16\*16 pixels.

L'objectif principal de notre thèse est d'étudier les images en ENAs pour en déduire des caractéristiques de l'interaction entre l'exosphère de Titan et la magnétosphère de Saturne. Nous nous sommes donc naturellement dirigés vers les images en haute résolution spatiale, nous permettant d'analyser cette interaction avec une précision suffisante. Ensuite, nous avons sélectionné plus précisément encore les images en hydrogène, d'énergie comprise entre 20 et 50 keV. Pourquoi l'hydrogène ? Parce qu'il constitue la principale composante du plasma magnétosphérique et donc la principale composante des ENAs produits. Et pourquoi cette gamme en énergie ? Parce que, même s'il existe d'autres canaux d'énergie plus faible, donc avec des taux de comptage plus forts, il s'agit des images donnant le meilleur compromis entre la quantité des flux mesurés et la diffusion angulaire induite par la feuille de carbone : cette diffusion augmente en effet de manière significative pour les faibles énergies. Notons par ailleurs que l'énergie moyenne pour ces images est autour de 30 keV, qui est l'énergie considérée pour la composante énergétique des protons de la magnétosphère kronienne. Pour ces raisons, ce type d'images (en H ENA de 20-50 keV) constituera donc la base de notre travail d'analyse des données de l'instrument INCA.

### La diffusion angulaire de la feuille de carbone

L'interprétation des images obtenues par INCA nécessite une bonne connaissance de la réponse instrumentale, en particulier concernant la diffusion angulaire introduite par la première feuille de carbone sur les particules qui la traversent.

Cette feuille est en réalité une feuille composite multi-couches, constituée ainsi : une couche de silicium de 237 Å, une couche de Lexan de 300 Å puis une couche de carbone de 44.38 Å suivie de 4 cm de vide.

La table 3.4, issue des calibrations de l'instrument INCA (*Krimigis et al.* 2004), fournit les déviations caractéristiques dues à la feuille, et ce pour différentes énergies. Pour le canal hydrogène de 20-50 keV, la déviation caractéristique à 31 keV (qui est l'énergie représentative de ce canal, voir paragraphe 11.1.1) est de l'ordre de 5.25° en azimuth et 3.5° en élévation. On peut ensuite considérer la fonction de diffusion comme une gaussienne  $f(x)$ , de paramètre  $\sigma = \sigma_{\theta/\phi}$  :  $f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2}$ .

Nous détaillerons plus loin, dans le paragraphe 9.2.2, la prise en compte de la diffusion angulaire due à la feuille de carbone dans les simulations de flux d'ENAs. Nous verrons

que plusieurs méthodes, outre l'utilisation de la table 3.4, peuvent être envisagées.

INCA calibration resolution results				
keV/nuc	$s_\theta$ $H$	$s_\phi$ $H$	$s_\theta$ $O$	$s_\phi$ $O$
5	11.6°	15.1°	7.1°	4.6°
20	6.75°	6.5°		
31	5.25°	3.5°	2.9°	1.7°
46	3.2°*	2.6°*	2.0°	1.8°
80	3.9°*	1.8°*	2.8°	1.4°
90	4.8°	2.2°		
200	4.2°	1.3°		

\* Large pulse-height events only

TAB. 3.4 – Déviations angulaires caractéristiques en azimuth ( $\sigma_\theta$ ) ou en élévation ( $\sigma_\phi$ ) pour les différents canaux d'INCA (*Krimigis et al.* 2004).

### 3.3 Les autres instruments

Nous allons compléter cette introduction sur la mission Cassini par une description brève de divers autres instruments (autres que l'expérience MIMI) dont les données furent, à un moment ou à un autre, utiles pour notre étude. Il s'agit des instruments INMS, CAPS, UVIS, MAG, RPWS et MAPS.

#### L'instrument INMS (Ion and Neutral Mass Spectrometer investigation)

L'instrument INMS (*Waite et al.* 2004) est dédié à l'analyse locale de la composition en masse et de la densité des espèces neutres et des ions de faible énergie. Le principal objectif est d'étudier la composition de l'atmosphère et de l'ionosphère de Titan, mais d'autres sujets tels que le jet intense observé sur Encelade ont été analysés (*Waite et al.* 2006).

Il peut fonctionner selon 3 modes différents : en source fermée - "closed source" - pour les neutres (tels que  $N_2/CH_4$ ), en source ouverte - "open source" - pour les neutres (comme  $N$ ), ou en source ouverte pour les ions d'énergie inférieure à 100 eV. Le premier mode est le plus précis et le plus sensible, permettant d'analyser des densités relativement faibles (sans pouvoir toutefois mesurer des densités en-deçà de  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ). Quant aux masses des particules étudiées, elles peuvent se situer de 1 à 99 amu (unités de masse atomique), avec une très bonne résolution  $\Delta M/M$  de l'ordre de 1%, ce qui permet *a priori* de détecter des hydrocarbures lourds jusques  $C_6H_6$ .

Compte-tenu du seuil de détection instrumental d'INMS, seule la basse exosphère de Titan peut être analysée, en-dessous de 2000 km d'altitude environ (ou 7000 km pour la détection de  $H_2$  d'après *Cui et al.* (2007)). Nous verrons dans la partie suivante de la thèse

que les résultats obtenus par INMS nous serviront largement pour étudier l'exosphère de Titan.

### **L'instrument CAPS (Cassini Plasma Spectrometer investigation)**

L'objectif global de l'instrument CAPS (*Young et al.* 2004) est de réaliser des mesures en 3D et avec une bonne résolution en masse du plasma magnétosphérique, en particulier afin de comprendre les sources/pertes et phénomènes de transport et d'accélération du plasma dans la magnétosphère.

Ces objectifs peuvent être atteints grâce à deux approches, la première correspondant à une détermination des fonctions de distributions, avec une haute résolution temporelle, des électrons et des ions, la seconde amenant aux spectres de masse précis des ions (mais avec une résolution temporelle plus faible). Les moyens mis à disposition pour cela sont trois détecteurs : ELS (Electron Spectrometer), IBS (Ion Beam Spectrometer) et IMS (Ion Mass Spectrometer). L'énergie du plasma analysable est située entre environ 1 eV et 30-50 keV. En outre, un actuateur permet de mettre en rotation l'instrument dans son ensemble (sur un mouvement de type "essuie-glace", autour d'un axe parallèle à l'axe de symétrie du satellite), amenant ainsi à une couverture de la moitié de l'espace en 3 minutes. Notons enfin qu'il s'agit de l'instrument privilégié pour étudier les processus d'ions pickups (en particulier pour Titan, voir 12.2).

### **L'instrument UVIS (Ultraviolet Imaging Spectrograph investigation)**

Parmi les différents instruments de détection à distance, l'instrument UVIS (*Esposito et al.* 2004) a pour objectifs principaux l'étude de l'atmosphère de Titan et de Saturne - à travers la chimie, les nuages et les aérosols, ou encore leur ratio deuterium-hydrogène (D/H) -, celle de la surface des satellites kroniens et enfin l'analyse des anneaux.

Il est constitué de deux canaux UV (pour une longueur d'onde située entre 56 et 190 nm) et de deux autres dédiés spécifiquement aux occultations stellaires et à la mesure du rapport D/H. Il est à noter que compte-tenu des longs temps d'intégration nécessaires, l'instrument UVIS a été, jusqu'à aujourd'hui, moins productif qu'INMS pour l'analyse de la basse exosphère de Titan.

### **L'instrument MAG (Magnetic field investigation)**

L'instrument MAG est le magnétomètre de la sonde Cassini (*Dougherty et al.* 2004), permettant l'analyse précise du champ magnétique local. Outre les principaux harmoniques sphériques du champ magnétique kronien interne, les divers satellites ainsi que la magnétosphère peuvent être analysés. Titan est un sujet d'étude privilégié pour cet instrument, notamment du point de vue de l'analyse de l'interaction entre l'ionosphère de Titan et le champ magnétique kronien, avec la création d'une magnétosphère induite.

La combinaison de deux magnétomètres - S/VHM (Scalar / Vector Helium Magnetometer) et FGM (Fluxgate Magnetometer) - permet de déterminer des champs magnétiques sur une large gamme de quatre ordres de grandeur, avec une précision de  $\sim 1$  nT, ainsi que d'étudier les ondes avec une excellente précision pour des fréquences de 0 à 20 Hz.

### **L'instrument RPWS (Radio and Plasmawave investigation)**

Le dernier instrument dont les données nous furent utiles durant notre travail de thèse est RPWS. Cette expérience est dédiée à l'étude des ondes (ondes du plasma ou ondes radio) ainsi qu'à l'analyse du plasma thermique et de la poussière, et ce à travers l'ensemble du système kronien (*Gurnett et al.* 2004).

Il est constitué de plusieurs antennes : trois sont consacrées à la détermination des champs électriques pour une fréquence variant entre 1 Hz et 16 MHz, trois autres permettent de détecter les champs magnétiques (et ce pour une fréquence entre 1 Hz et 12 kHz). Il y a par ailleurs une sonde de Langmuir, qui permet de mesurer avec une bonne précision la densité électronique et la température du plasma local.

Nous verrons par la suite (10.2.2) l'intérêt qu'a eu pour nous l'utilisation des données de la sonde de Langmuir, du point de vue de l'étude des conséquences des réactions d'ionisation par impact électronique avec les électrons ionosphériques.

### **Le consortium MAPS (Magnetospheric and Plasma Science with Cassini-Huygens)**

La meilleure stratégie pour étudier l'ensemble des phénomènes ayant lieu dans le système saturnien est bien évidemment la mise en commun des données des différents instruments. C'est là l'objectif de MAPS (*Blanc et al.* 2002), qui regroupe de nombreux instruments complémentaires et dont l'étude croisée des données permet d'enrichir considérablement notre connaissance de la magnétosphère de Saturne.

Parmi les instruments du consortium MAPS, deux permettent d'étudier en détail les champs magnétique et électrique (MAG et RPWS) - avec RPWS consacré aux diverses ondes du milieu - et deux autres analysent le plasma et les ENAs énergétiques de la magnétosphère (MIMI et CAPS). Il faut ajouter à ceux-là le spectromètre de neutres et d'ions (pour de plus faibles énergies) INMS et CAPS, l'instrument radio RSS (Radio Science Subsystem) dont les données fournissent de précieux renseignements sur les ionosphères de Saturne et de Titan, ou encore l'analyseur de poussières CDA (Cosmic Dust Analyser) et l'instrument UVIS consacré aux émissions UV.

# Chapitre 4

## Avant l'arrivée de Cassini

De nombreux travaux ont été réalisés sur le satellite Titan et sur son interaction avec le plasma environnant avant la mission Cassini. Nous allons ici détailler un peu plus l'un de ces travaux, celui réalisé par Abdelkader Amsif au sein du laboratoire CESR (*Amsif* (1996) ; *Amsif et al.* (1997) ; *Dandouras and Amsif* (1999)). Notre thèse s'inscrit dans la continuité de ces travaux, qui ont permis d'anticiper sur les images en ENAs qu'obtiendrait l'instrument INCA pour l'environnement de Titan.

Nous allons ici seulement rappeler les principaux éléments de ces travaux : le développement d'un premier modèle d'exosphère, la mise en évidence d'effets de rayon de giration fini des ions parents, la modélisation des spectres en énergie des ENAs produits dans l'exosphère de Titan, et le développement d'un modèle de simulations d'images en ENAs.

### 4.1 Développement d'un modèle d'exosphère

Dans la mesure où les atomes énergétiques neutres proviennent, dans le cas de Titan, des réactions d'échange de charge entre les ions de la magnétosphère (ce qui est le cas le plus vraisemblable) et les neutres de l'exosphère, il apparaît naturel qu'un modèle de cette exosphère soit développé afin de prévoir les productions d'ENAs.

C'est ce qui a été réalisé pour la première fois par *Amsif* (1996), grâce aux données des sondes Voyager et aux travaux réalisés sur les parties plus basse de l'atmosphère de Titan. Les espèces considérées sont les cinq principales populations de neutres exosphériques :  $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $H_2$ ,  $H$  et  $N$ .

Le modèle proposé est fondé sur un formalisme de type Chamberlain (*Chamberlain and Hunten* 1987), c'est-à-dire un modèle considérant une distribution gaussienne à l'exobase, prolongé grâce au théorème de Liouville aux altitudes supérieures (voir le chapitre 5 pour plus de détails quant à la modélisation de l'exosphère et à ce formalisme). Ce modèle ne prend en compte que les particules intersectant l'exobase, c'est-à-dire les populations balistiques - quittant l'altitude critique pour finalement la réintersecter - et les populations d'échappement - dont la vitesse est supérieure à la vitesse d'échappement de Titan. En

particulier, les populations satellites, non reliées à l'altitude critique, ne sont pas prises en compte dans cette modélisation.

Après divers essais sur les paramètres à l'exobase (notamment la température  $T_c$  et l'altitude critique  $H_c$ ), un modèle de référence fut proposé, avec une bonne concordance par rapport aux modèles hydrostatiques alors existants de la basse atmosphère dans la zone de recouvrement. Les paramètres de ce modèle sont présentés dans la table 4.1, avec non seulement les température et altitude pour l'exobase, mais également les densités à l'exobase des espèces neutres considérées.

Paramètre	Valeur
$H_c$	1600 km
$T_c$	186 K
$N_c(N)$	$1.9 * 10^5 \text{ cm}^{-3}$
$N_c(H)$	$4.2 * 10^3 \text{ cm}^{-3}$
$N_c(H_2)$	$1.8 * 10^5 \text{ cm}^{-3}$
$N_c(N_2)$	$9.6 * 10^6 \text{ cm}^{-3}$
$N_c(CH_4)$	$5.8 * 10^6 \text{ cm}^{-3}$

TAB. 4.1 – Caractéristiques à l'exobase issues de *Amsif et al.* (1997)

Les profils exosphériques obtenus (voir la figure 7.1) indiquent que les espèces  $N_2$  et - dans une moindre mesure -  $CH_4$  sont les principales espèces neutres à basse altitude, puis les espèces plus légères  $H$  et  $H_2$  deviennent majoritaires aux plus hautes altitudes. Les espèces  $N_2$  et  $CH_4$  sont donc par conséquent les principales sources d'ENAs à basse altitude, avant que  $H$  et surtout  $H_2$  ne deviennent les principales source d'ENAs pour l'imagerie de l'exosphère étendue de Titan.

## 4.2 Les effets de rayon de giration fini des ions

Les données des sondes Voyager ont permis de déterminer l'intensité du champ magnétique de Saturne (Titan ne possédant pas de champ intrinsèque détectable) à l'orbite de Titan, en l'évaluant à  $B \sim 5 \text{ nT}$  (*Neubauer et al.* 1984). Or compte-tenu des énergies concernées par l'imagerie en ENA avec l'instrument INCA (de l'ordre de 10 keV au minimum), il apparaît rapidement que les rayons de giration des ions parents d'ENAs peuvent être très importants. Ainsi, pour un proton (donc parent d'H ENA) d'énergie  $E = 50 \text{ keV}$ , le rayon de giration  $R_g$  vaut (pour un angle d'attaque de  $90^\circ$ ) :  $R_g = \frac{\sqrt{2Em}}{qB} = 6300 \text{ km}$ . Il s'agit donc d'un rayon de giration plus grand que le rayon de Titan lui-même ( $R_T = 2575 \text{ km}$ ).

Il est donc envisageable que des effets spécifiques proviennent de l'importance de ces rayons de giration des ions. Les travaux de *Amsif* (1996) ont ainsi mis en évidence l'existence d'effets de rayon de giration finis des ions parents d'ENAs très significatifs. Ces effets induisent une "ombre" pour les ions parents d'ENAs, liée à la configuration du champ magnétique, et conduisant à une anisotropie pour la détection d'ENAs à distance.

En effet, le principe, schématisé sur la figure 4.1, est le suivant. Considérons le cas simplifié d'un ion, avec un angle d'attaque de  $90^\circ$ , en giration dans le plan perpendiculaire au champ magnétique homogène de Saturne. Si l'on considère une trajectoire circulaire pour ces ions (cas simplifié, qui sera discuté plus loin dans la thèse), il est évident que dans certaines régions un ion traversera les couches les plus basses de l'atmosphère (en-dessous de l'exobase, représentée en pointillés, où il sera perdu par diverses collisions) voire rencontrera la surface de Titan. Compte-tenu de l'orientation du champ magnétique, et donc du sens de giration des ENAs, il est évident que, dans la zone grisée de la figure 4.1, les protons susceptibles de créer des ENAs qui seront ensuite détectés par l'imageur à bord de Cassini auront en amont (du point de création de l'ENA) traversé l'exobase. La conséquence est donc que cette région est une zone d'exclusion pour ces ions, et donc une zone d'ombre induite par les effets de rayon de giration fini pour l'imagerie en ENAs.

On obtient ainsi des images en ENAs avec une forte asymétrie, directement liée à l'orientation du champ magnétique dans l'environnement de Titan. L'asymétrie est donc évidemment indépendante de la position du Soleil ou de Saturne. Ces asymétries dans les images seront l'objet d'analyses précises dans la suite du manuscrit.

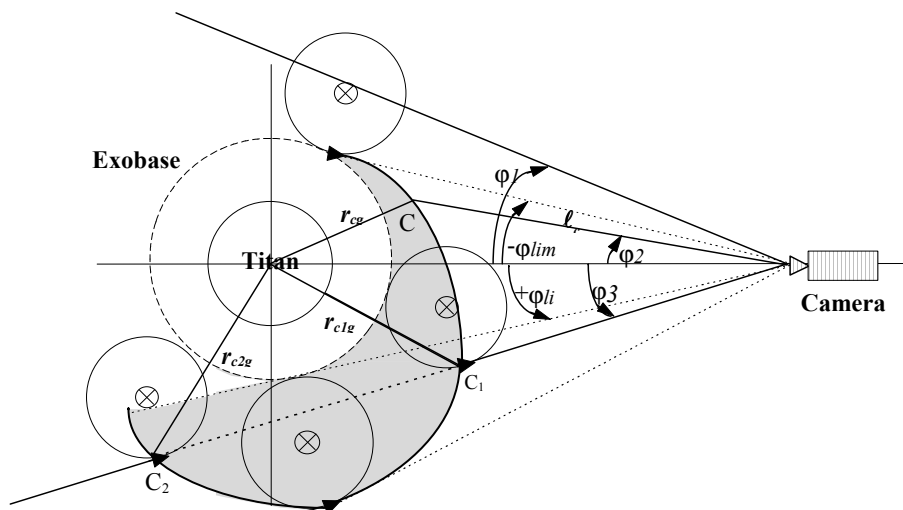


FIG. 4.1 – Schéma représentant les effets de rayon de giration fini des ions parents, issu de *Dandouras and Amsif (1999)*.

### 4.3 Un modèle de calcul de flux d'ENAs

La dernière étape des travaux de *Amsif (1996)* a été le développement d'un modèle d'imagerie des flux d'ENAs pour l'environnement de Titan, en première étape à deux dimensions, puis finalement à trois dimensions. Les flux d'ENAs sont alors calculés, pour simplifier, grâce à la formule 2.2 évoquée précédemment, avec en entrée les densités de neutres exosphériques modélisées plus haut ainsi que les profils en énergie des flux de



protons obtenus par *Krimigis et al.* (1983) à partir des données de Voyager.

Outre une limite dure d'émission des ENAs considérée à l'exobase (hypothèse qui sera longuement discutée plus loin), le modèle prend en compte les effets de rayon de giration fini des ions parents détaillés précédemment et leur angle d'attaque. De nombreuses configurations ont été considérées, mettant en évidence la présence systématique d'un pic de production d'ENAs autour de l'exobase. Ce maximum d'émission est attendu car il correspond à la profondeur optique intégrée maximale. Représentés par une limite dure d'émission, les processus d'absorption d'ENAs sont en effet d'autant plus importants que la ligne de visée est proche du nadir, puisque les densités sont plus fortes (les altitudes explorées sont plus faibles), impliquant de plus nombreuses collisions. Mais dans le même temps, les densités de neutres décroissant avec l'altitude, la production d'ENA diminue pour des lignes de visée s'éloignant du nadir. Il y a donc un équilibre entre ces deux aspects, induisant un maximum d'émission à une altitude déterminée.

A l'issue de ces travaux, Nathalie Cazajus a introduit, en aval de ce modèle, l'effet instrumental de diffusion angulaire induit par la feuille de carbone à l'entrée d'INCA (*Dandouras and Amsif* 1999). Le résultat de ces simulations de type Monte-Carlo peut être visualisé sur la figure 4.2, présentant l'image pixélisée que devrait obtenir l'instrument INCA pour l'environnement de Titan (pour le champ de vue de  $90^\circ \times 120^\circ$ ). On obtient donc un croissant lumineux (avec les couleurs donnant le nombre de particules détectées en tenant compte du facteur géométrique effectif de l'instrument), avec une certaine largeur provenant de la diffusion angulaire des ENAs après la feuille de carbone.

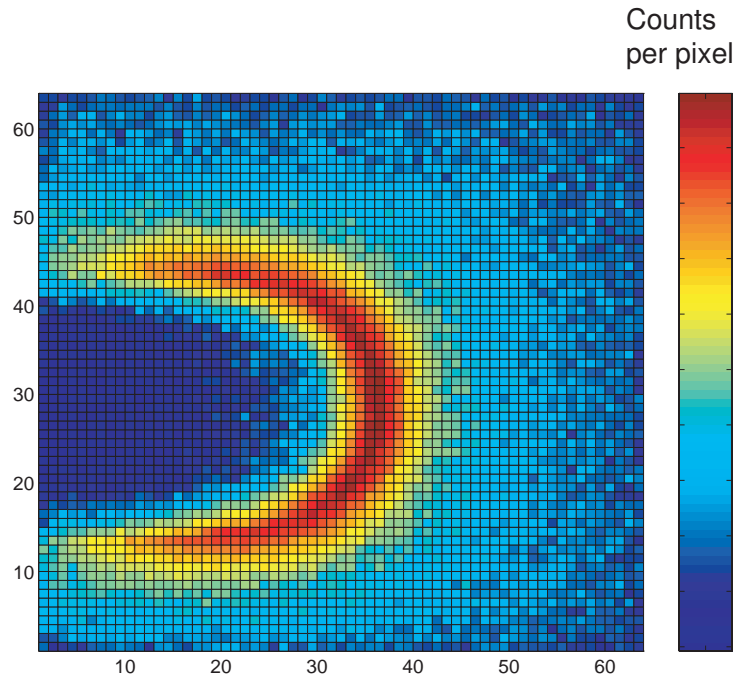


FIG. 4.2 – Simulation Monte-Carlo d'imagerie en H ENA, issue de *Dandouras and Amsif* (1999). L'altitude de l'imageur est d'environ 6000 km, et les énergies considérées entre 10 et 50 keV, pour une durée d'acquisition de 5.75 minutes.

## Deuxième partie

# Modélisation de l'exosphère de Titan



Cette partie sera consacrée à l'étude de l'exosphère de Titan, qui est la région source des Atomes Énergétiques Neutres (ENAs) que l'instrument INCA observe. De manière analogue au travail d'*Amsif et al.* (1997), nous allons ici modéliser l'exosphère de Titan, en utilisant les données récentes de la sonde Cassini, pour les 5 principales espèces neutres de l'exosphère :  $H$ ,  $N$ ,  $H_2$ ,  $CH_4$  et  $N_2$ . Ceci nous permettra ensuite d'en déduire les ENAs produits (cf. partie III).

Après avoir décrit la modélisation d'une exosphère (5), avec en particulier l'exemple du formalisme de Chamberlain, nous détaillerons les conditions aux limites utilisées pour l'exosphère de Titan (6), aussi bien pour l'altitude critique que pour la limite extérieure de l'exosphère à travers la notion de sphère de Hill, avant de développer un premier modèle thermique (7), et enfin de s'intéresser au développement d'un modèle prenant en compte des profils non thermiques (8).



# Chapitre 5

## La modélisation de l'exosphère

### 5.1 Les principes généraux

L'équation hydrostatique classiquement utilisée pour les parties les plus denses de l'atmosphère est fondée sur l'hypothèse de collisions nombreuses, afin d'obtenir un équilibre thermodynamique local. La fonction de distribution des vitesses est alors isotrope et considérée comme maxwellienne. Cette hypothèse est, par définition, fausse dans le cas d'une exosphère, par l'absence même de collisions.

Des théories ont donc été développées afin de prendre en compte le caractère quasi non-collisionnel de l'exosphère. Ainsi, deux méthodes aux résultats similaires sont apparues, soit par application du théorème de Liouville, soit par l'utilisation de l'équation de Boltzmann. Le principe étant de considérer une distribution maxwellienne à l'exobase pour ensuite en déduire le prolongement en altitude (*Öpik and Singer* (1959), *Johnson and Fish* (1960), *Öpik and Singer* (1961), *Shen* (1963)). *Chamberlain* (1963) a, dans la lignée de ces travaux, développé un formalisme qui est encore aujourd'hui la référence pour modéliser l'exosphère de manière simple et efficace.

Il est peut être intéressant de noter que d'autres formalismes plus récents (*Schunk and Nagy* (2000), *Kim* (1991)) permettent de prendre en compte des distributions non maxwelliennes à l'exobase, ce qui permet de considérer des profils non thermiques (voir partie 8).

Le calcul des densités exosphériques à travers ces méthodes a nécessité de catégoriser les différents types de particules qui remplissent l'espace des phases d'une exosphère. On distingue ainsi (*Banks and Kockarts* 1973) sur les figure 5.1 et 5.2 :

1. les particules qui intersectent l'exobase (seules à pouvoir être analysées par prolongation de la distribution à l'exobase), avec
  - (1) les particules balistiques, sortantes ou rentrantes, ayant une vitesse à l'exobase inférieure à la vitesse d'échappement (zone hachurée horizontalement de la figure 5.2)

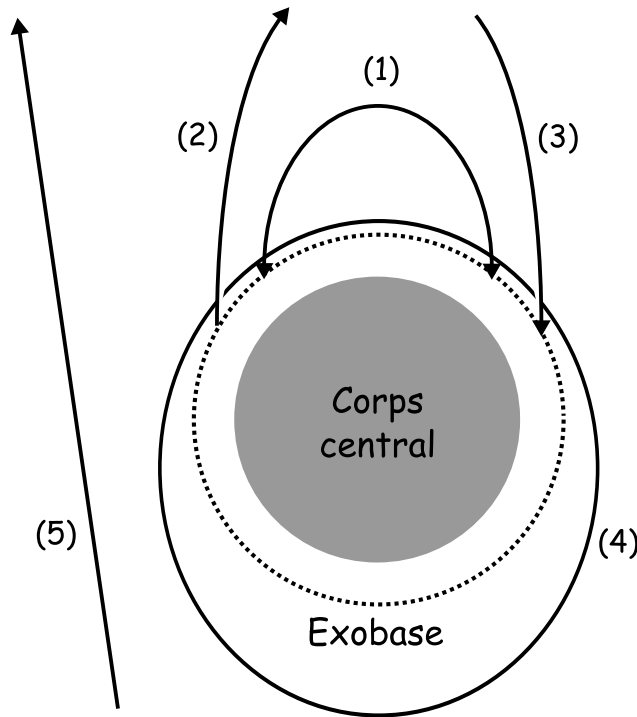


FIG. 5.1 – Représentation des différentes orbites peuplant l'espace des vitesses d'une exosphère : orbites balistiques (1), d'échappement (2), provenant de l'infini (3), satellites (4) et enfin externes (5).

- (2) les particules qui s'échappent (zone hachurée verticalement extérieure aux cercles)
- (3) les particules qui proviennent de l'espace interplanétaire (zone symétrique, par rapport à l'axe de vitesse orthoradiale  $V_t$ , de celle des particules en échappement)
- 2. les particules qui n'intersectent jamais l'exobase, avec
  - (4) les particules en orbites satellites, dont le périégée est au-delà de l'exobase (zones grisées non hachurées)
  - (5) les particules provenant de l'espace interplanétaire, non liées gravitationnellement au corps en question (zones à l'extérieur des hyperboles et des cercles)

## 5.2 Le formalisme de Chamberlain

Nous allons maintenant développer le formalisme de Chamberlain (*Chamberlain and Hunten* 1987), qui fut la base de notre modélisation de l'exosphère thermique de Titan. Il s'agit d'un formalisme fondé sur le théorème de Liouville, théorème qui régit les distributions spatiales et de moment de particules situées dans un environnement peu dense et quasi non-collisionnel. On suppose par ailleurs une symétrie sphérique pour l'exosphère, avec pour seule influence celle de la gravitation.

L'équation de Liouville peut être obtenue à partir de la simple équation de conservation

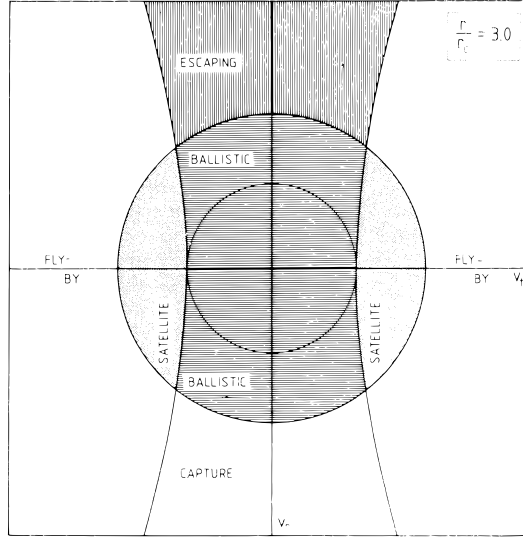


FIG. 5.2 – Représentation des populations exosphériques, d'après *Fahr and Shizgal* (1983) dans le cas terrestre, dans l'espace des vitesses radiale  $V_r$  et orthoradiale  $V_t$  (soit respectivement  $v_r$  et  $v_\chi$  dans le formalisme de Chamberlain).

de la masse ou équation de continuité :

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = -\nabla(\varrho v) \quad (5.1)$$

avec  $\varrho$  la densité massique et  $v$  la vitesse des particules.

En se plaçant dans l'espace des phases à six dimensions, où  $q_i$  et  $p_i$  représentent respectivement les coordonnées spatiales et de moments, et  $f(q_i, p_i)$  la densité, l'équation 5.1 devient :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{i=3} \left( \frac{\partial}{\partial q_i} (f \dot{q}_i) + \frac{\partial}{\partial p_i} (f \dot{p}_i) \right) = 0 \quad (5.2)$$

Compte-tenu de la seule influence gravitationnelle, les équations du mouvement s'écrivent, en utilisant l'opérateur Hamiltonien  $\mathcal{H}$  (qui représente l'énergie totale exprimée en fonction des coordonnées  $p_i$  et  $q_i$ ) :

$$\begin{cases} \dot{q}_i = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \\ \dot{p}_i = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \end{cases} \quad (5.3)$$

Développons alors 5.2 en éliminant  $\frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_i} = -\frac{\partial \dot{p}_i}{\partial p_i}$  grâce à 5.3 :

$$\frac{df}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{i=3} \left( \frac{\partial f}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial f}{\partial p_i} \dot{p}_i \right) = 0 \quad (5.4)$$

Ainsi, la dérivée totale est nulle le long du "chemin" emprunté par un petit élément



de volume fermé, chemin déterminé par les équations du mouvement. Par conséquent, le théorème de Liouville établit que la densité dans l'espace des phases reste constante le long d'une trajectoire dynamique.

Si maintenant on applique cette équation à notre problème, avec l'hypothèse d'état stationnaire ( $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ ) et une symétrie sphérique, 5.4 se transforme en :

$$\frac{\partial f}{\partial r} \frac{dr}{dt} = - \frac{\partial f}{\partial p_r} \frac{dp_r}{dt} \quad (5.5)$$

où  $r$  est la distance radiale et  $p_r$  est la composante radiale du moment.

L'expression du lagrangien d'une particule dans un champ gravitationnel permet d'en déduire celle du second moment généralisé  $P_\chi = Mr^2\dot{\chi}$  ( $M$  et  $\dot{\chi}$  étant respectivement la masse de la particule et la vitesse angulaire). Ainsi, on peut en déduire le Hamiltonien :

$$\mathcal{H} = \frac{p_r^2}{2M} + \frac{P_\chi^2}{2Mr^2} - \frac{GMM}{r} \quad (5.6)$$

$G$  et  $\mathcal{M}$  étant respectivement la constante gravitationnelle et la masse du corps central.

Par ailleurs, remplacer  $\mathcal{H}$  dans les équations 5.3 amène à :

$$\dot{p}_r = \frac{P_\chi^2}{Mr^3} - \frac{GMM}{r^2} \quad (5.7)$$

$$\dot{P}_\chi = 0 \quad (5.8)$$

Il est alors temps d'introduire la fonction de distribution  $f$  supposée maxwellienne à l'exobase, de distance radiale  $r_c$ , avec une température  $T_c$  et une densité  $N_c$  ( $k$  étant la constante de Boltzmann) :

$$f(r_c, p_r, P_\chi) = \frac{N_c e^{-p_r^2/2MkT_c} e^{-P_\chi^2/2MkT_c r_c^2}}{(2\pi MkT_c)^{3/2}} \quad (5.9)$$

caractérisée par :

$$\frac{\partial f}{\partial p_r} = - \frac{p_r}{MkT_c} f \quad (5.10)$$

En remplaçant 5.7 et 5.10 dans l'équation de Liouville 5.5, on obtient une relation indépendante de  $p_r$  et intégrable au-delà de l'exobase :

$$\frac{d(\ln f)}{dr} = - \left( \frac{GMM}{kT_c r^2} - \frac{P_\chi^2}{MkT_c r^3} \right) \quad (5.11)$$

On en déduit ainsi, par intégration de  $r_c$  à  $r$ , la fonction de distribution à n'importe

quelle distance radiale :

$$f(r, p_r, P_\chi) = \frac{N_c e^{-(\lambda_c - \lambda)} e^{-p_r^2/2MkT_c} e^{-P_\chi^2/2MkT_c r^2}}{(2\pi MkT_c)^{3/2}} \quad (5.12)$$

où  $\lambda$  donne le potentiel de gravitation en unités de  $kT_c$  (avec  $v_{esc}$  vitesse d'échappement et  $U = (\frac{2kT_c}{M})^{1/2}$  vitesse maxwellienne la plus probable) :

$$\lambda(r) \equiv \frac{GM\mathcal{M}}{kT_c r} = \frac{v_{esc}^2}{U^2} \quad (5.13)$$

Si, comme c'est le cas en-dessous de l'exobase, les moments  $p_r$  et  $P_\chi$  peuvent prendre toutes les valeurs ( $-\infty < p_r < \infty$  et  $0 < P_\chi < \infty$ ), l'intégration de 5.13 sur tout l'espace des moments donne une densité notée  $N_b$  :

$$N_b(r) \equiv \int f(q_i, p_i) d^3 p_i = N_c e^{-(\lambda_c - \lambda)} \quad (5.14)$$

Ceci correspond à la forme généralisée de la loi barométrique isotherme. Mais les moments peuvent-ils prendre toutes les valeurs ? Non, car à haute altitude, la pression n'est clairement plus isotrope. Il suffit par ailleurs de considérer le cas  $r \rightarrow \infty$  qui amène, avec la relation 5.14, à  $\lambda \rightarrow 0$  et la densité à l'infini est donc finie et non nulle, ce qui constitue un paradoxe.

Pour résoudre cette difficulté, il est nécessaire de considérer chaque type d'orbite afin d'intégrer correctement l'équation de Liouville. La densité  $N$  est ainsi considérée comme le produit de la densité barométrique  $N_b$  et d'une fonction de partition  $\zeta(\lambda)$ , fonction qui définit la façon dont les différentes classes d'orbites remplissent l'espace des vitesses :

$$N(r) = N_b(r) \zeta(\lambda) = N_c e^{-(\lambda_c - \lambda)} \zeta(\lambda) \quad (5.15)$$

avec :

$$\zeta(\lambda) = \frac{2\pi}{r^2 (2\pi MkT_c)^{3/2}} \int \int e^{-p_r^2/2MkT_c - P_\chi^2/2MkT_c r^2} P_\chi dP_\chi dp_r \quad (5.16)$$

Introduisons quelques changements de variables :

$$\nu(r) = \frac{P_\chi^2}{2MkT_c r^2} = \frac{v_\chi^2}{U^2} \quad (5.17)$$

$$\xi(r) = \frac{p_r}{\sqrt{2MkT_c}} = \frac{v_r}{U} \quad (5.18)$$

D'où l'expression de l'énergie cinétique totale :

$$\psi(r) = \frac{Mv^2}{2kT_c} = \frac{v^2}{U^2} = \xi^2 + \nu \quad (5.19)$$

et l'angle polaire du vecteur vitesse s'exprime par  $\theta = \arccos \mu$  avec

$$\mu = \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \nu}} \quad (5.20)$$

L'énergie totale  $h$ , qui est un invariant, vaut donc par ailleurs :

$$h = \frac{\mathcal{H}}{kT_c} = \xi^2 + \nu - \lambda = \psi - \lambda \quad (5.21)$$

En substituant 5.17 et 5.18 dans l'expression 5.16, on obtient la fonction de partition simplifiée :

$$\zeta(\lambda) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int \int e^{-\xi^2 - \nu} d\nu d\xi \quad (5.22)$$

La fonction de partition peut être considérée comme la fraction présente de la distribution maxwellienne isotrope. Trois types d'orbites sont considérées, parmi celles définies sur la figure 5.1 : les populations balistiques (1), intersectant l'exobase, celles qui s'échappent de l'altitude critique (2), et enfin les orbites satellites (4). Les autres types de populations, que sont les particules provenant de l'infini (3) et externes (5) ne peuvent pas être ici considérées, non seulement parce qu'elles ne sont pas reliées à l'exobase, mais aussi et surtout en raison d'une large méconnaissance de ces particules (même si elles sont certainement négligeables dans notre cas). L'absence de particules provenant de l'infini sera par ailleurs évoquée dans le paragraphe 7.1.3.

Le calcul des densités se fera donc en considérant la somme des fonctions de partitions de chaque population (voir la figure 7.3 pour les contributions relatives de ces populations) :

$$N(r) = N_c e^{-(\lambda_c - \lambda)} (\zeta_{bal}(\lambda) + \zeta_{esc}(\lambda) + \zeta_{sat}(\lambda)) \quad (5.23)$$

### 5.2.1 Les populations balistiques

Ces particules, qui quittent l'altitude critique pour la retraverser au retour, ont une énergie totale  $h$  négative. La symétrie de ces trajectoires implique également une symétrie par rapport aux valeurs positives ou négatives de  $\xi$ .

La combinaison des relations 5.8, 5.17 et 5.21 amène à :

$$\nu = h + \lambda - \xi^2 = \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} \nu_c = \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} (h + \lambda_c - \xi_c^2) \quad (5.24)$$

et par conséquent :

$$\nu = \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2 - \lambda^2} (\lambda_c - \lambda - \xi_c^2 + \xi^2) \quad (5.25)$$

Les populations balistiques passent nécessairement par l'exobase, donc  $\xi_c$  doit être

réel. L'utilisation de la conservation du moment  $P_\chi$  permet d'en déduire :

$$\nu \leq \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2 - \lambda^2}(\lambda_c - \lambda + \xi^2) \equiv \nu_1(\xi) \quad (5.26)$$

La condition sur l'énergie implique que :

$$\nu < \lambda - \xi^2 \equiv \nu_2(\xi) \quad (5.27)$$

La valeur maximale de  $\nu$  est soit  $\nu_1$  soit  $\nu_2$ . Avec la condition  $\nu_1 < \nu_2$ , on en déduit que :

$$\xi^2 < \lambda(1 - \lambda/\lambda_c) \equiv \xi_1^2 \quad (5.28)$$

On peut donc développer l'expression de la fonction de partition ballistique  $\zeta_{bal}$  :

$$\zeta_{bal}(\lambda) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_{\xi=0}^{\xi=\xi_1} \int_{\nu=0}^{\nu=\nu_1(\xi)} e^{-\xi^2-\nu} d\nu d\xi + \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_{\xi=\xi_1}^{\lambda^{1/2}} \int_{\nu=0}^{\nu=\nu_2(\xi)} e^{-\xi^2-\nu} d\nu d\xi \quad (5.29)$$

Quelques développements amènent ensuite à :

$$\zeta_{bal}(\lambda) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^\lambda \psi^{1/2} e^{-\psi} (1 - \mu_0(\psi)) d\psi \quad (5.30)$$

$$\zeta_{bal}(\lambda) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \left( \gamma\left(\frac{3}{2}, \lambda\right) - \frac{(\lambda_c^2 - \lambda^2)^{1/2}}{\lambda_c} e^{-\psi_1} \gamma\left(\frac{3}{2}, \lambda - \psi_1\right) \right) \quad (5.31)$$

où

$$\mu_0(\psi) = \left( 1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} \left( 1 + \frac{\lambda_c - \lambda}{\psi} \right) \right)^{1/2} \quad \text{pour } \psi > \psi_1 \quad (5.32)$$

$$\mu_0(\psi) = 0 \quad \text{pour } \psi < \psi_1 \quad (5.33)$$

avec :

$$\psi_1 = \frac{\lambda^2}{\lambda + \lambda_c} \quad (5.34)$$

$$\gamma(\alpha, x) \equiv \int_0^x y^{\alpha-1} e^{-y} dy \quad (5.35)$$

## 5.2.2 Les populations d'échappement

Par analogie au raisonnement sur les populations balistiques, l'énergie doit ici être positive, tandis que la condition d'intersection avec l'exobase, combinée à la notion d'échappement (ici sont exclues les particules qui proviennent de l'infini pour croiser ensuite l'exobase), implique que  $\xi_c$  soit non seulement réel, mais positif. De même, nous avons  $\nu \leq \nu_1(\xi)$  (voir 5.26). La condition sur l'énergie implique ici que  $\nu \geq \nu_2(\xi)$ , condition qui se transforme en

$\nu \geq 0$  au cas où  $\nu_2 < 0$ , ce qui a lieu lorsque  $\xi > +\lambda^{1/2}$  (cf. 5.27). En outre, la condition  $\nu_2 \leq \nu \leq \nu_1$  implique que  $\xi > \xi_1$ .

La fonction de partition  $\zeta_{esc}$  s'écrit donc :

$$\zeta_{esc}(\lambda) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{\xi=\xi_1}^{\lambda^{1/2}} \int_{\nu=\nu_2(\xi)}^{\nu=\nu_1(\xi)} e^{-\xi^2-\nu} d\nu d\xi + \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{\xi=\lambda^{1/2}}^{\infty} \int_{\nu=0}^{\nu=\nu_1(\xi)} e^{-\xi^2-\nu} d\nu d\xi \quad (5.36)$$

ou encore :

$$\zeta_{esc}(\lambda) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \left( \gamma\left(\frac{3}{2}, \infty\right) - \gamma\left(\frac{3}{2}, \lambda\right) - \frac{(\lambda_c^2 - \lambda^2)^{1/2}}{\lambda_c} e^{-\psi_1} \left( \gamma\left(\frac{3}{2}, \infty\right) - \gamma\left(\frac{3}{2}, \lambda - \psi_1\right) \right) \right) \quad (5.37)$$

### 5.2.3 Les populations satellites

Dans l'hypothèse d'une exosphère purement non collisionnelle, les particules satellites n'existent pas, car elles dérivent des autres populations (balistiques essentiellement) subissant des collisions ou réactions diverses qui changent leurs trajectoires. Ainsi, tout dépend de l'équilibre éventuel entre les sources et les pertes. Dans l'environnement de Titan, qu'il soit à l'extérieur de la magnétosphère de Saturne ou directement soumis au plasma en corotation de la magnétosphère, l'environnement est suffisamment riche en plasma et en interactions pour induire un certain nombre de collisions. Il est donc plus que probable que les populations satellites soient présentes dans l'exosphère de Titan.

Dans l'hypothèse d'un équilibre entre sources et pertes, et en supposant que les collisions sont les seuls mécanismes de perte, l'existence de collisions dans l'exosphère pourra établir une distribution isotrope pour toutes les populations énergétiquement autorisées. Ainsi, si l'on remplit entièrement la distribution des particules satellites et que l'on s'intéresse à l'ensemble des particules captives, satellites ou balistiques, on obtient les limites d'intégration suivantes :  $0 < \nu < \lambda - \xi^2$  et  $0 < \xi^2 < \lambda$ . Ce qui amène à :

$$\zeta_{bal}(\lambda) + \zeta_{sat}(\lambda) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^\lambda \psi^{1/2} e^{-\psi} d\psi \quad (5.38)$$

Ce qui implique, pour une distribution maximale de particules satellites :

$$\zeta_{sat}(\lambda) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{(\lambda_c^2 - \lambda^2)^{1/2}}{\lambda_c} e^{-\psi_1} \gamma\left(\frac{3}{2}, \lambda - \psi_1\right) \quad (5.39)$$

Les populations satellites, modélisées de cette manière, dominent les autres populations à haute altitude (cf. 7.1.2). *Chamberlain* (1963) a d'ailleurs calculé les profils en altitude asymptotiques des différentes populations, avec pour les particules satellites la fonction

de partition asymptotique suivante (pour  $\lambda \rightarrow 0$ , soit  $r \rightarrow \infty$ ) :

$$\zeta_{sat}(\lambda) \rightarrow \frac{4}{3\pi^{1/2}} \lambda^{3/2} - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{\lambda^{5/2}}{\lambda_c} \quad (5.40)$$

Il est par ailleurs aisé d'établir que cette loi asymptotique des populations satellites est très proche d'une loi de puissance du type  $\lambda^2$  à hautes altitudes (*Brandt et al.* (2005) ; Roelof, communication privée), ce qui est également le cas des populations d'échappement. Notons par ailleurs que le profil de densité asymptotique des particules balistiques est quant à lui :  $\zeta_{bal}(\lambda) \rightarrow \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{\lambda^{5/2}}{\lambda_c}$

### Discussion sur la modélisation des populations satellites

Cependant, comme indiqué précédemment, la théorie non-collisionnelle pour l'exosphère ne permet pas d'expliquer la présence de ces populations satellites, dont le périapse se situe au-delà de l'altitude critique. Une approche collisionnelle est donc nécessaire pour les quantifier, utilisant l'équation de Boltzmann qui détermine la fonction de distribution des particules en présence de termes de sources et de pertes. *Fahr and Shizgal* (1983) ont à ce propos détaillé les différentes approches utilisées pour déterminer l'importance des populations satellites, avec la Terre comme exemple de référence pour les processus en jeu.

Une première approche développée est le concept de niveau critique des particules satellites, introduit par *Chamberlain* (1963). Il s'agit d'une approximation permettant d'adapter l'approche non collisionnelle au cas collisionnel, consistant à considérer une altitude critique  $r_{cs}$  au-delà de laquelle les particules satellites ne sont plus créées. En-dessous de cette altitude critique, qui se situe au-dessus de l'exobase, les processus de création et de perte permettent un équilibre pour ces populations. Mais les processus de création décroissant avec l'altitude (les densités de particules neutres exosphériques, particules sources des populations satellites, décroissent), ils deviennent négligeables au-delà de cette altitude critique. Les particules satellites orbitant au-delà de  $r_{cs}$  (mais avec un périapse en-deçà puisqu'ils ne sont plus créés au-dessus) sont alors considérés comme des particules balistiques, traversant l'altitude critique  $r_{cs}$ .

Les densités se calculent alors de cette manière : au-dessus de  $r_{cs}$ , les populations balistiques et satellites sont calculées à partir de la seule fonction de partition des populations balistiques, avec comme altitude de référence non plus l'exobase mais  $r_{cs}$ . La principale difficulté de cette méthode est de déterminer une altitude critique  $r_{cs}$  appropriée à la réalité.

Une approche plus rigoureuse a été développée par *Richter et al.* (1979) pour le calcul des distributions de populations satellites, à partir de l'intégration de l'équation de

Boltzmann dans le cas stationnaire ( $\partial f_s / \partial t = 0$ ) :

$$v_s \frac{df_s}{ds} = P_s^+ - P_s^- \quad (5.41)$$

où la fonction de distribution  $f_s$  des particules satellites de vitesse locale  $v_s$  est intégrée le long de l'abscisse curviligne  $s$ , en fonction des taux locaux de production  $P_s^+$  et de perte  $P_s^-$ .

*Richter et al.* (1979) ont également utilisé une approximation considérant une équilibre local entre les processus de source et de perte, donnant des résultats quelque peu différents de ceux du concept d'altitude critique des populations satellites décrit précédemment (sauf en-dessous de  $r_{cs}$  où les résultats sont identiques compte-tenu de la même hypothèse d'équilibre).

Les deux méthodes approximatives donnent des résultats qui restent cependant différents des calculs rigoureux, avec une surestimation ou une sous-estimation directement reliées au profil du rapport  $\frac{P_s^+}{P_s^-}$ .

En ce qui concerne les processus de perte et de source pour les particules satellites, tout dépend de l'objet considéré. Les études précédentes concernent le cas terrestre, mais dans le cas de Titan, les principaux mécanismes en jeu sont probablement les suivants :

- les collisions élastiques entre particules neutres exosphériques peuvent être un processus soit de production soit de perte, par une déflexion qui les transforme respectivement en populations satellites (à partir de particules balistiques ou en échappement) ou en particules balistiques / en échappement (à partir de populations satellites)
- les réactions d'échange de charge entre les ions magnétosphériques ou ionosphériques et les neutres exosphériques constituent un mécanisme de perte ou de source pour les particules satellites : un ion incident  $A^+$ , dont la vitesse locale fait partie du volume de l'espace des phases des populations satellites, peut ainsi se transformer en particule satellite  $A$  ; une particule satellite peut également être ionisée, et donc perdue, par ce type de réactions
- la photoionisation peut également constituer une perte de particules satellites (par ionisation), même si ce mécanisme est bien moins efficace que pour le cas terrestre (le flux solaire est 100 fois plus faible sur Titan compte-tenu de la distance de Saturne au Soleil)
- la pression de radiation solaire peut constituer une source ou une perte de particules satellites : elle agit en effet sur les trajectoires des particules exosphériques, avec en particulier une variation de l'altitude du périapse, ou une déviation angulaire du plan orbital selon l'orientation par rapport à la direction solaire.
- diverses réactions chimiques sont également à envisager comme éventuelle source ou perte de particules satellites (par exemple la dissociation de  $N_2$  en  $N$ , de  $H_2$  en  $H$ )

Le calcul complet et rigoureux des populations satellites de l'exosphère de Titan n'a

pas été développé au cours de la thèse, mais leur importance pour l'espèce principale à haute altitude ( $H_2$ ) est discutée plus loin à partir des observations en ENAs (voir le paragraphe 7.1.2).





# Chapitre 6

## Les conditions aux limites

Nous allons ici détailler les conditions aux limites considérées dans notre étude de l'exosphère, aussi bien pour la limite inférieure (6.1), l'exobase, que pour celle extérieure (6.2).

### 6.1 Conditions à l'exobase : le modèle atmosphérique de Toublanc

La définition des conditions à l'exobase pour notre modélisation de l'exosphère de Titan nous a amenés à utiliser l'un des principaux travaux de modélisation de l'atmosphère de Titan parmi ceux évoqués plus haut, celui de *Toublanc et al.* (1995), ainsi que, naturellement, les résultats de l'instrument INMS (par ailleurs proches des résultats de *Vervack et al.* (2004)).

En effet, la modélisation de l'exosphère nécessite la connaissance des caractéristiques de l'exobase que sont l'altitude  $H_c$ , la température  $T_c$  et les densités des différentes espèces prises en compte. La position en altitude ainsi que la température seront, dans un premier temps, prises conformément aux résultats pour le survol  $T_a$  d'INMS (*Leblanc*, communication privée ; *Waite et al.* (2005)). Mais, en ce qui concerne les densités, l'équipe INMS n'a pas fourni de mesures de densité uniques pour  $H_2$ ,  $N_2$  et  $CH_4$  et spécifiques à l'exobase (les profils dépendent de l'orbite ingress ou egress, donc de la partie entrante ou sortante du survol, avec en outre des variations horizontales parfois non négligeables). Par ailleurs, aucun instrument n'a pu fournir de profil de densité pour  $H$  et  $N$ , que nous souhaitons considérer dans notre modèle.

Nous avons, pour ces diverses raisons, choisi d'utiliser pour les conditions de densités à l'exobase les résultats issus du travail de modélisation de *Toublanc et al.* (1995). Il s'agit d'un modèle photochimique de l'atmosphère de Titan, fortement enrichi depuis la publication initiale, et fournissant actuellement des densités jusqu'à l'exobase, avec 119 espèces impliquées dans 1036 réactions.

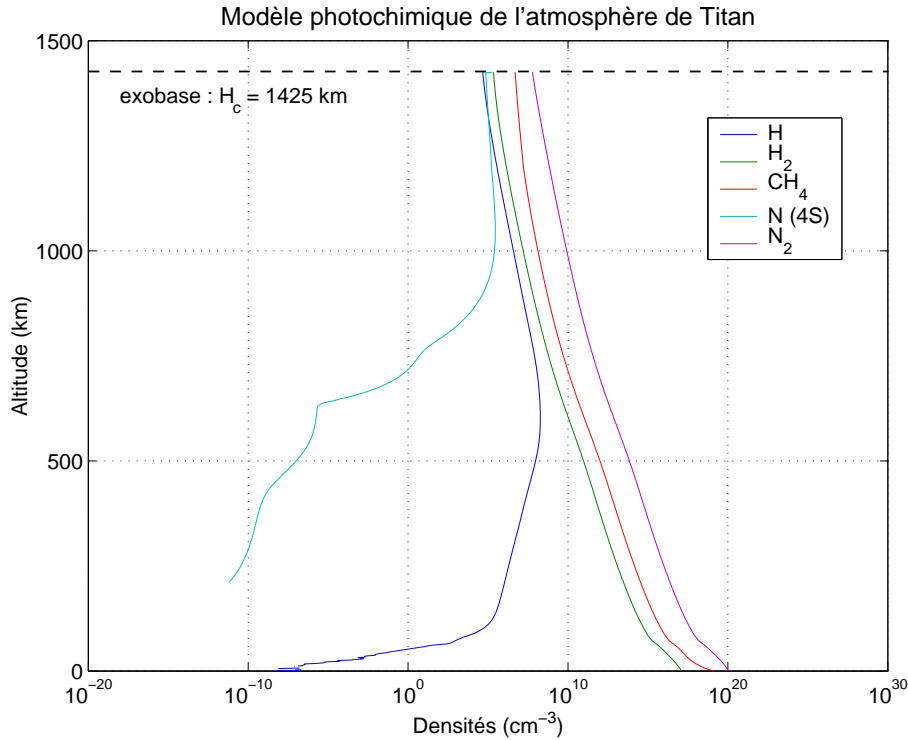


FIG. 6.1 – Profils de densités, issus de la nouvelle version du modèle de *Toublanc et al.* (1995), pour les 5 principales espèces à l'exobase (considérée ici à 1425 km d'altitude).

Cependant, depuis cette publication (*Toublanc et al.* 1995), diverses indications issues de l'instrument INMS, telles que sur l'altitude de l'homopause (limite en-deçà de laquelle la diffusion turbulente est dominante par rapport à la diffusion moléculaire) ou celle de l'exobase, ont changé quelque peu la connaissance de la structure de l'atmosphère. En particulier, l'altitude de l'homopause était, dans les divers modèles disponibles dans la littérature (*Yung et al.* (1984), *Keller et al.* (1992), *Toublanc et al.* (1995)), aux alentours de 800 km d'altitude. Or *Waite et al.* (2005) l'ont estimé à environ 1200 km d'altitude.

Ainsi, une nouvelle version du modèle de *Toublanc et al.* (1995) a été développée à la suite de ces résultats. La principale évolution introduite fut de changer la valeur du coefficient de diffusion turbulente. La figure 6.1 donne le résultat issu de cette évolution du modèle (Toublanc, communication privée).

Une analyse a ensuite naturellement été faite de la différence entre ce modèle et les résultats d'INMS. La figure 6.2 correspond aux résultats d'INMS pour le premier survol  $T_a$ . La comparaison entre le modèle et ces résultats indique des valeurs très similaires pour les principales espèces que sont  $N_2$ ,  $CH_4$  et  $H_2$ . Cependant, le modèle semble sous-estimer d'un facteur 2 la densité à l'exobase de  $H_2$ . Cette différence est tout à fait acceptable en soi, mais nous verrons (chapitre 7) que cette espèce est la source principale d'ENAs dans l'exosphère étendue. Nous avons donc, pour plus de précision dans nos calculs, multiplié par 2 la densité à l'exobase de  $H_2$  issue du modèle.

Les conditions à l'exobase seront donc, dans un premier temps, celles définies dans la

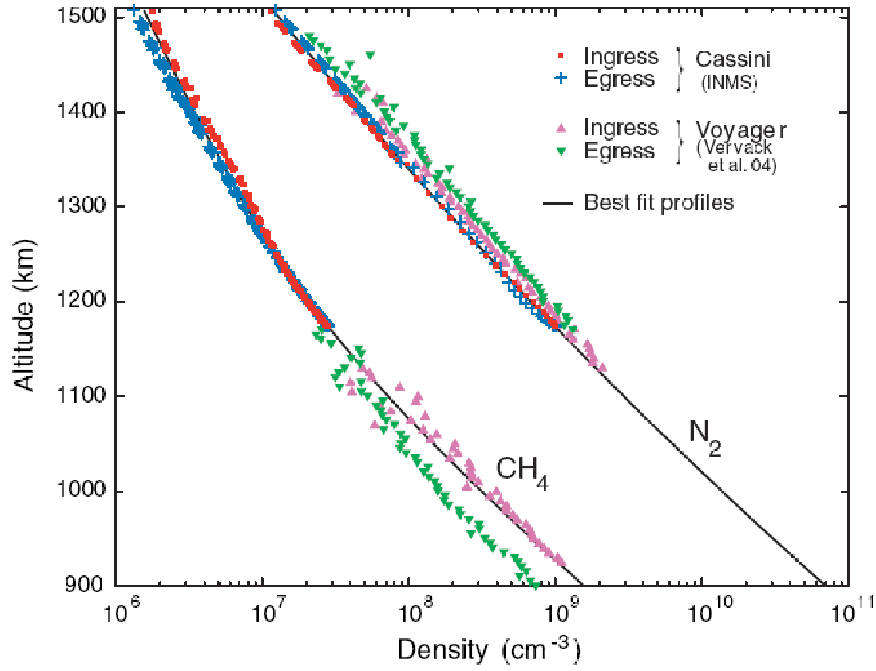


FIG. 6.2 – Profils de densités, pour  $N_2$  et  $CH_4$ , obtenus par l'instrument INMS pour le premier survol de Titan ( $T_a$ ) par Cassini (*Waite et al.* 2005). Les données sont comparées à des ajustements ainsi qu'aux profils issus de *Vervack et al.* (2004).

table 6.1.

Cependant, nous allons par la suite essayer d'autres conditions aux limites, que ce soit pour voir l'influence de la température (7.1.1), ou encore pour analyser de manière comparative l'exosphère pour différents survols (voir les parties 7.2 et 8.2) à l'aide des résultats d'INMS (*de la Haye* (2005), *de La Haye et al.* (2007)).

Un autre aspect de la condition à l'exobase consiste en la définition de la distribution de particules considérée à l'altitude critique. Si pour l'exosphère thermique nous considérons la traditionnelle distribution gaussienne, à la base du formalisme de Chamberlain (cf. 5), une autre distribution, introduisant des profils non thermiques, sera ensuite utilisée dans la partie 8.

Parametre	Valeur
$H_c$	1425 km
$T_c$	148.5 K
$N_c(N)$	$7.1 * 10^4 \text{ cm}^{-3}$
$N_c(H)$	$4.6 * 10^4 \text{ cm}^{-3}$
$N_c(H_2)$	$5 * 10^5 \text{ cm}^{-3}$
$N_c(N_2)$	$5.9 * 10^7 \text{ cm}^{-3}$
$N_c(CH_4)$	$4.9 * 10^6 \text{ cm}^{-3}$

TAB. 6.1 – Paramètres initiaux à l'exobase issus du modèle de Toublanc et des résultats d'INMS (*Waite et al.* 2005)

## 6.2 Limite extérieure d'une exosphère : notion de sphère de Hill

L'altitude "critique", définie précédemment, désigne la limite basse d'une exosphère planétaire. Cependant, jusqu'où donner un sens à cette notion d'exosphère ? En réalité, une particule exosphérique est par définition liée gravitationnellement à l'objet en question. La limite d'influence gravitationnelle de cet objet constitue donc probablement une bonne limite extérieure à l'exosphère d'un corps.

Cette zone d'influence peut être estimée par l'analyse de la sphère de Hill, connue aussi sous le nom de sphère de Roche, puisque l'astronome George William Hill s'est fondé sur les travaux du français Edouard Roche. Il s'agit d'une approximation de la frontière où un objet peut être considéré comme en orbite autour d'un corps ou d'un autre (donc d'une solution particulière du problème à trois corps). Dans le cas qui nous concerne, il s'agit de savoir si une particule est dans la zone d'influence de Titan ou de Saturne.

Une approximation du rayon  $R$  de cette sphère pour Titan peut être obtenue par un raisonnement simple, en supposant égales les vitesses angulaires de la particule autour de Titan  $\Omega_{Particule/Titan}$  (à la frontière de la sphère de Hill) et celle de Titan autour de Saturne  $\Omega_{Titan/Saturne}$ . En prenant le cas simplifié, mais représentatif pour Titan, d'une orbite circulaire, on obtient par simple application de la loi fondamentale de la dynamique :

$$\Omega_{Particule/Titan} = \Omega_{Titan/Saturne} \quad (6.1)$$

$$\frac{V_{Particule/Titan}}{R} = \frac{V_{Titan/Saturne}}{a} \quad (6.2)$$

$$\sqrt{\frac{GM_{Titan}}{R^3}} = \sqrt{\frac{GM_{Saturne}}{a^3}} \quad (6.3)$$

d'où :

$$R = a \sqrt[3]{\frac{m}{3M}} \quad (6.4)$$

avec  $V_{Particule/Titan}$  et  $V_{Titan/Saturne}$  les vitesses orbitales de la particule par rapport à Titan et de Titan par rapport à Saturne,  $a$  le demi grand axe de l'orbite de Titan ( $a = 1221803$  km ou  $a \approx 20 R_S$ , avec  $R_S = 60268$  km rayon de Saturne),  $G$  la constante gravitationnelle ( $G = 6,67 * 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ ),  $m$  la masse de Titan ( $m = 1,346 * 10^{23}$  kg), et  $M$  celle de Saturne ( $M = 5,685 * 10^{26}$  kg)

L'expression plus rigoureuse, communément utilisée, peut s'exprimer ainsi (*Hill* (1877) ; *Henon* (1970)), dans le cas concernant un objet de masse négligeable par rapport aux masses des deux corps en question :

$$R \approx a(1 - e) \sqrt[3]{\frac{m}{3M}} \quad (6.5)$$

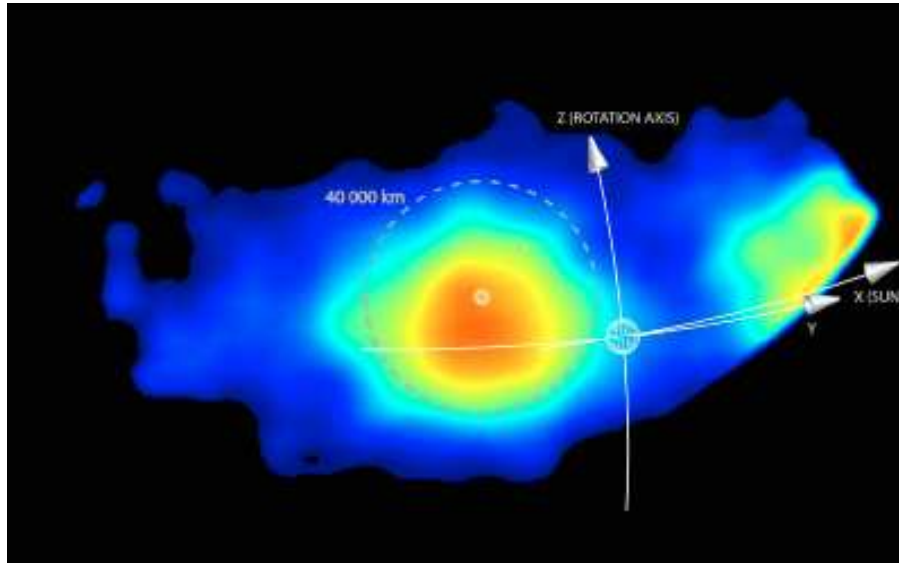


FIG. 6.3 – Image en H ENA obtenue par INCA durant le survol Tb, le 13 décembre 2004, pour des énergies entre 20 et 50 keV. Saturne est le centre du repère (X,Y,Z), et un halo est détecté autour de Titan (voir l'isodistance de 40000 km en pointillés). Extrait de *Brandt et al.* (2005).

avec  $e$  l'excentricité de l'orbite quasi-circulaire de Titan ( $e = 0.0292$ ).

Le résultat donne pour Titan une sphère de Hill de rayon  $R \approx 50000$  km, ce qui implique une exosphère qui peut être très étendue pour Titan, lorsque l'on compare cette limite extérieure avec l'altitude de l'exobase  $H_c \approx 1425$  km d'après les résultats d'INMS (*Waite et al.* 2005).

Par ailleurs, il est intéressant de noter que des travaux ont été réalisés sur l'imagerie par atomes énergétiques neutres de l'exosphère étendue de Titan par *Brandt et al.* (2005). Les résultats montrent qu'un halo exosphérique est clairement détecté (voir la figure 6.3) de manière spécifique autour de Titan, jusqu'à des distances de plusieurs dizaines de milliers de km. Ce résultat confirme non seulement l'existence d'une exosphère à de telles distances, mais également que ce halo est compatible avec une loi en  $1/r^2$  pour de l'hydrogène atomique. Cette loi est par ailleurs caractéristique non seulement des populations d'échappement mais aussi des populations satellites qui sont majoritaires à haute altitude, lorsque les rares collisions existantes permettent de peupler au maximum ces populations (cf. la loi asymptotique satellite en 5.2.3).

Enfin, la notion même d'exosphère pour Titan à haute altitude peut également être limitée par l'existence éventuel d'un tore de neutres non thermiques. Ainsi, un tel tore d'azote était suggéré par *Strobel and Shemansky* (1982), produit selon *Ip* (1992) par impact dissociatif d'électrons et recombinaison électronique dissociative. Cependant, parmi les instruments à bord de Cassini, ni INCA (*Brandt et al.* 2005), ni UVIS (*Hansen et al.* 2005), ni CAPS (*Smith et al.* 2006), n'ont pour l'instant pu détecter un tel tore d'azote. En outre, l'exosphère de Titan est probablement complexe lorsque l'on se rapproche du

bord de la sphère de Hill : d'une part, l'influence gravitationnelle de Saturne induit un échappement supplémentaire au flux d'échappement thermique de Jeans, dans la mesure où toutes les particules au-delà de la sphère de Hill sont dans les faits en échappement (et non plus uniquement celles définies comme telles à l'exobase) ; d'autre part, les forces d'inertie dues au mouvement de Titan autour de Saturne induisent probablement une asymétrie de l'exosphère, avec une forme non sphérique.

Nous considérerons par la suite que l'exosphère de Titan s'étend sur au moins plusieurs dizaines de milliers de km. Ceci permettra de faire une modélisation de l'exosphère jusqu'à de très hautes altitudes où la notion d'exosphère garde encore tout son sens. Nous limiterons par ailleurs les profils en altitude à 10000 ou 30000 km, afin de garder une visibilité correcte de la basse exosphère où les profils de densités sont les plus dynamiques.

# Chapitre 7

## L'exosphère thermique

Nous allons dans cette partie développer un premier modèle de l'exosphère de Titan, ne prenant en compte que des profils thermiques. Les caractéristiques d'un modèle valable pour le premier survol de Titan  $T_a$  sont tout d'abord précisées (7.1), avant qu'une comparaison ne soit réalisée pour différents survols (7.2).

### 7.1 Caractéristiques du modèle pour le survol $T_a$

#### 7.1.1 Caractéristiques générales du modèle

Le modèle d'exosphère que nous allons développer ici est fondé sur un certain nombre d'hypothèses que nous allons brièvement rappeler ici :

- il s'agit d'un modèle à symétrie sphérique, sans prise en compte des variations en latitude ou en temps local (par ailleurs réelles et étudiées notamment par *Müller-Wodarg et al.* (2003) et *Boqueho* (2005))
- les particules neutres ne sont soumises qu'à la seule force gravitationnelle (exception faite des particules satellites dont l'existence même est liée à la prise en compte de collisions)
- le formalisme utilisé est celui de *Chamberlain and Hunten* (1987), fondé sur le théorème de Liouville
- le modèle prend en compte des profils thermiques, avec une distribution maxwellienne à l'exobase
- les densités sont calculées pour les 5 principales espèces à l'exobase que sont  $N(4S)$ ,  $H$ ,  $H_2$ ,  $N_2$  et  $CH_4$ ; et ce grâce à la relation (cf. 5 pour plus de détails) donnant la densité  $N$  à la distance radiale  $r$  :  $N(r) = N_c e^{-(\lambda_c - \lambda)} \zeta(\lambda)$
- les caractéristiques à l'exobase, paramètres libres du modèle, sont détaillées dans la table 6.1 de la partie 6.1; l'altitude maximale sera prise à 30000 km, conformément aux remarques de la partie 6.2
- enfin, sont prises en compte ici les populations balistiques, d'échappement et sa-



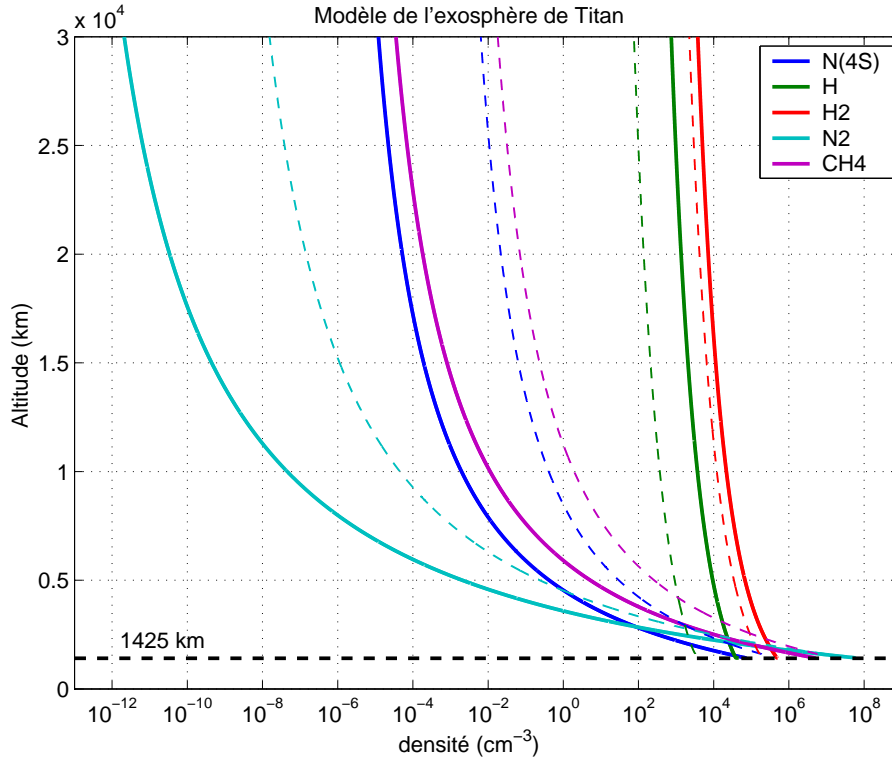


FIG. 7.1 – Profils de densités, pour les 5 espèces principales, issus de notre modèle (*Garnier et al.* 2007) en lignes continues, et d'*Amsif et al.* (1997) en traits pointillés.

tellites (voir les paragraphes 5.2.3 et 7.1.2 pour une discussion sur les populations satellites).

Le résultat correspondant à ces hypothèses (*Garnier et al.* 2007) est présenté sur la figure 7.1 en traits continus, avec les conditions d'*Amsif et al.* (1997), présentées dans la table 4.1, superposées en traits pointillés. La différence entre les deux profils provient non seulement de densités (à altitude initiale comparable) différentes, mais aussi d'une exobase et d'une température très différentes :  $H_c = 1425$  km pour notre modèle (1600 km pour *Amsif et al.* (1997)) et  $T_c = 148.5$  K (contre 186 K pour les conditions d'Amsif). Ainsi, les différences sont notables à basse altitude (en raison de densités  $N_c$  différentes) avec jusqu'à un facteur 10 de différence pour  $H$  et  $N$ , ou un facteur 4-5 pour  $CH_4$ , puis ces différences se prolongent voire s'accroissent avec l'altitude (en particulier pour les espèces lourdes  $N$ ,  $CH_4$  et  $N_2$ , avec 3 ou 4 ordres de grandeur de différence à 30000 km d'altitude), compte-tenu d'une température bien plus chaude selon *Amsif et al.* (1997).

Concernant l'influence spécifique de la température, nous pouvons en avoir un exemple par rapport à notre modèle, en considérant 3 températures :  $T_c = 140, 150, 160$  K. La conséquence, visible sur la figure 7.2, est que les espèces lourdes sont particulièrement sensibles aux conditions de température à l'exobase. Les différences peuvent ainsi atteindre plusieurs ordres de grandeur à 30000 km d'altitude pour  $N$ ,  $CH_4$  et  $N_2$ , tandis que  $H$  et  $H_2$  restent quasiment insensibles à ces variations de température (moins de 30% de

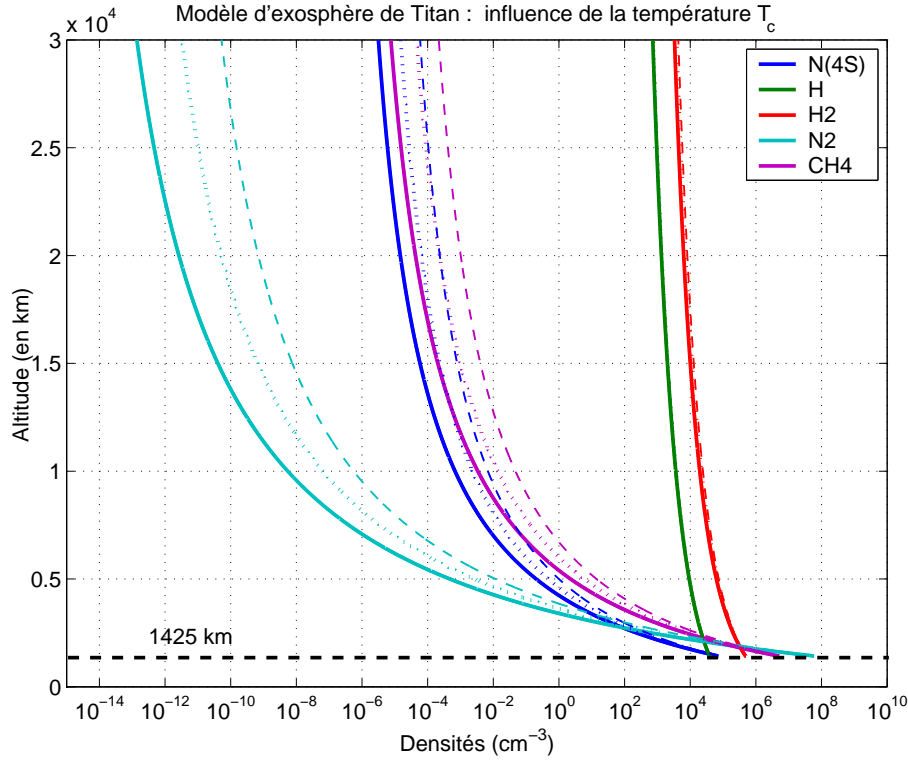


FIG. 7.2 – Profils de densités issus de notre modèle pour 3 températures à l'exobase : 140 K (en continu), 150 K (en pointillés) et 160 K (en tireté).

variation).

### 7.1.2 Les populations satellites

La figure 7.3 représente, pour les conditions de notre modèle d'exosphère (*Garnier et al.* (2007)), la fonction de partition  $\zeta(\lambda)$  de chaque type de population (balistique, satellite et en échappement) en fonction de l'altitude, conformément aux développements détaillés dans la partie 5. On peut remarquer, outre la prédominance des populations balistiques sur celles qui s'échappent, évidemment liée aux caractéristiques de vitesse de ces populations, celle des populations satellites par rapport aux deux autres à partir d'une certaine altitude : 8000 km pour  $H$  et  $H_2$ , et au-delà de 20000 km d'altitude pour les espèces plus lourdes.

Les populations satellites sont donc majoritaires dans les plus hautes couches de l'exosphère. En particulier, les espèces légères que sont  $H$  et  $H_2$ , composantes principales de l'exosphère en terme de densité (figure 7.1), sont essentiellement constituées de particules satellites dès 8000 km d'altitude. Il est donc très important de prendre en considération ces espèces neutres lorsque l'on s'intéresse à l'imagerie en ENAs de l'exosphère étendue de Titan, étant donné qu'elles sont les sources principales de ces ENAs.

Cependant, il est nécessaire de rappeler que ces résultats supposent une distribution

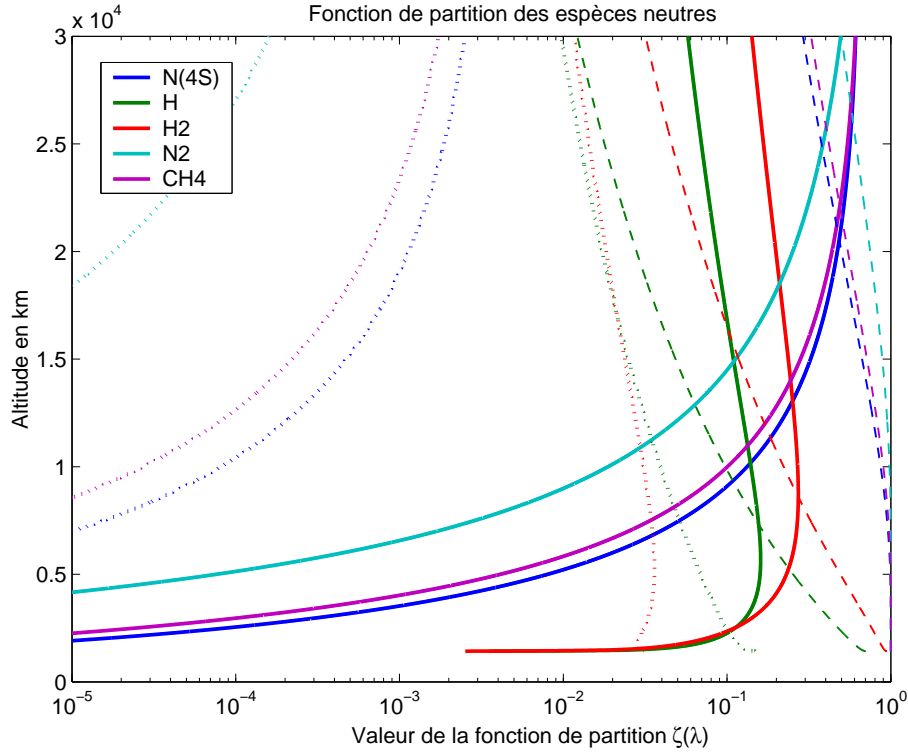


FIG. 7.3 – Fonction de partition  $\zeta(\lambda)$ , pour chacune des 5 espèces principales, des populations d'échappement (en pointillés), balistiques (en tireté) et satellites (en continu).

maximale des particules satellites, avec un équilibre entre sources et pertes établi par des collisions dans l'exosphère (cf. 5.2.3 pour une discussion détaillée sur les populations satellites). Mais qu'en est-il réellement ?

L'étude de l'exosphère étendue de Titan par l'imagerie en ENA fournit une réponse pour l'espèce principale à haute altitude,  $H_2$ . En effet, les travaux de *Brandt et al.* (2005) ont montré que les images en H ENA de l'exosphère étendue (lors de conditions magnétosphériques très stables pour éviter une variabilité des flux de protons parents) sont reproductibles en utilisant une loi en  $\frac{1}{r^2}$  pour le profil de densité de  $H_2$  en fonction de l'altitude, et ce jusqu'à 40000 km d'altitude. En revanche, des lois de type  $\frac{1}{r^k}$  avec  $k = 3/2$  ou  $5/2$  ne permettent pas d'ajuster correctement les observations. Or une loi en  $\frac{1}{r^2}$  est caractéristique soit de populations d'échappement, soit de populations satellites, tandis que les populations balistiques suivent une loi en  $\frac{1}{r^{5/2}}$  (voir le profil de densité asymptotique de ces particules en 5.2.3). Les particules neutres sources des H ENAs observés, qui constituent donc la principale composante de l'exosphère étendue, sont par conséquent des molécules d' $H_2$  en orbites soit d'échappement, soit satellites (d'après la loi en  $\frac{1}{r^2}$ ). Mais les particules  $H_2$  en échappement sont négligeables par rapport aux populations balistiques (et même bien au-delà de 30000 km d'après la figure 7.3), si bien que seules les populations satellites sont susceptibles d'expliquer les observations en H ENA de l'exosphère étendue. En outre, compte-tenu du très bon ajustement avec une loi en  $\frac{1}{r^2}$ , les populations satellites pour  $H_2$  ont un profil de densité réel proche de la loi asymptotique introduite

par *Chamberlain* (1963) dans le cas d'un équilibre entre sources et pertes.

Il est également intéressant d'évoquer les très récents travaux de *Cui et al.* (2007) qui ont fourni des profils de densité pour  $H_2$ , moyennés sur 14 survols de Titan à basse altitude, jusqu'à 7000 km d'altitude. Ils indiquent que le flux d'échappement observé est bien supérieur au flux d'échappement thermique de Jeans (d'un facteur 2.5). Les auteurs de ces travaux expliquent cette différence par les influences combinées d'un gradient de conduction thermique en-dessous de l'exobase ainsi que de l'influence gravitationnelle de Saturne dans la haute exosphère. Les profils de densité mesurés sont par ailleurs très bien reproduits sans la présence de populations satellites (seules les populations balistiques et d'échappement sont comprises). Cependant, la modélisation de ces populations pour  $H_2$  nous indique (fig. 7.3) qu'elles ne deviennent majoritaires qu'à partir de 8000 km d'altitude au mieux (c'est-à-dire avec les hypothèses du formalisme de Chamberlain), si bien qu'il n'y a pas de contradiction entre nos conclusions ci-dessus et les travaux de *Cui et al.* (2007).

Il apparaît donc naturel de prendre en compte les populations satellites (telles que modélisées dans le paragraphe 5.2) dans notre modèle d'exosphère pour l'hydrogène moléculaire. Nous supposons, en première approximation, que les populations satellites des autres espèces sont également importantes. Il serait bien sûr intéressant d'effectuer un travail de modélisation rigoureux des processus de source et de perte qui sont spécifiques à chaque espèce neutre.

### 7.1.3 Le formalisme de Chamberlain : un problème de continuité

Nous allons ici faire une remarque sur le formalisme de Chamberlain, qui introduit une discontinuité dans les densités à l'exobase. En effet, si l'on regarde précisément les profils de densités obtenus par le formalisme de Chamberlain, une discontinuité apparaît, d'autant plus que l'espèce considérée est légère : la densité calculée à l'exobase par le formalisme est inférieure à la condition initiale  $N_c$ .

En effet, l'équation 5.23 de la partie 5, donnant l'expression de la densité totale d'une espèce en fonction de l'altitude, ne conduit pas, au niveau de l'exobase, à la relation  $\zeta(\lambda_c) = 1$ . Le calcul indique que  $\zeta(\lambda_c) < 1$ . Ce qui implique évidemment une discontinuité à l'altitude critique.

La raison en est que le formalisme de Chamberlain ne considère pas toutes les populations de particules remplissant l'espace des phases. Il ne tient en particulier pas compte des particules provenant de l'infini et croisant l'exobase (voir le schéma explicatif 5.1). Or elles doivent être en quantité aussi importante que les particules qui s'échappent si l'on souhaite un état stationnaire. On passe ainsi brutalement, à l'altitude critique, d'une distribution maxwellienne à une distribution tronquée.

Dans le cas qui nous concerne, la discontinuité est principalement visible pour  $H$  et

$H_2$ , avec un déficit de 20% à l'exobase, qui peut ensuite s'amplifier jusqu'à un facteur 1.5 ou 2 à haute altitude (30000 km).

Par conséquent, le formalisme de Chamberlain doit être considéré de manière critique autour de l'exobase, où il est nécessaire d'utiliser une approche décrivant rigoureusement cette transition entre des milieux collisionnel et non-collisionnel. Si cette limite du formalisme peut impliquer un déficit en particules près de l'exobase, en particulier pour des corps dont l'espèce principale est  $H$  ou  $H_2$ , il n'en reste pas moins que les conséquences sur un travail de simulation de production d'ENAs sont minimales, compte-tenu des marges d'erreur sur les données des instruments.

## 7.2 Comparaison entre différents survols

Depuis les premiers résultats d'INMS présentés par *Waite et al.* (2005) décrivant le survol  $T_a$ , d'autres analyses ont été publiées pour compléter cette étude par celles d'autres survols comme  $T_b$  et  $T_5$ . L'étude la plus récente (*de La Haye et al.* 2007), qui prend en compte les évolutions les plus récentes des calibrations de l'instrument (induisant quelques changements pour les données du survol  $T_a$ ), présente de nombreux résultats pour ces survols ainsi que quelques informations pour le survol  $T_7$  du 7 septembre 2005.

Des profils de densités, concernant  $N_2$  et  $CH_4$ , sont fournis pour ces différents survols jusques 2000 km d'altitude (limite supérieure pour les mesures effectuées par INMS). De plus, l'utilisation d'un modèle de diffusion pour l'atmosphère de Titan a permis, par l'ajustement des profils mesurés, d'en déduire divers paramètres (présentés sur la table 7.1), parmi lesquels l'altitude de l'exobase ou la température. Précisons que la température évoquée correspond à la température par ajustement des profils en-dessous de 1500 km d'altitude. Nous verrons par la suite que l'ajustement des profils dans la basse exosphère ont amené à d'autres considérations.

Nous avons donc tenté d'utiliser ces résultats pour prolonger les ajustements obtenus par l'équipe INMS, en utilisant le formalisme développé dans la section 5.2, et voir la conséquence des variations entre les survols dans l'exosphère étendue. Nous avons ainsi utilisé (voir table 7.2 pour les différents paramètres) :

- des profils différents, non seulement en fonction des survols (l'exobase est spécifique, et varie entre 1400 et 1450 km d'altitude), mais aussi en fonction des segments entrant/sortant des survols (nommées ingress/egress dans la table 7.1) puisque la température diffère entre ces parties
- des densités de  $N_2$  et  $CH_4$  à l'exobase correspondant aux profils mesurés pour chaque partie de survol (et à l'altitude de l'exobase correspondante), estimées depuis les profils de *de La Haye et al.* (2007)

La figure 7.4 représente les profils exosphériques en fonction du survol (et des parties ingress/egress de ces survols). Les profils de  $N_2$  et  $CH_4$ , issus d'une prolongation en

	$T_a$	$T_b$	$T_5$
<b>Temperature (K)</b>			
combined data	$152.8 \pm 4.6$	$149.0 \pm 9.2$	$157.4 \pm 4.9$
ingress	150.0	Not enough data	162.3
egress	157.4	149.0	154.1
<b>Eddy diffusion coefficient (<math>\text{cm}^2\text{s}^{-1}</math>)</b>			
combined data	$(5.2^{+5.0}_{-2.9}) \times 10^9$	$(1.0^{+1.0}_{-0.58}) \times 10^{10}$	$(3.9^{+1.0}_{-0.9}) \times 10^9$
ingress	$2.3 \times 10^9$	Not enough data	$3.0 \times 10^9$
egress	$1.2 \times 10^{10}$	$1.0 \times 10^{10}$	$4.9 \times 10^9$
<b>Homopause altitude (km)</b>	$1250 \pm 60$	$1280 \pm 120$	$1180 \pm 30$
<b>Exobase altitude (km)</b>	$1442 \pm 7$	$1409 \pm 14$	$1401 \pm 2$
<b>Thickness of exobase layer (km)</b>	$85 \pm 2$	$81 \pm 4$	$86 \pm 3$

TAB. 7.1 – Paramètres issus des résultats d'INMS (de La Haye et al. 2007) pour les survols  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$ .

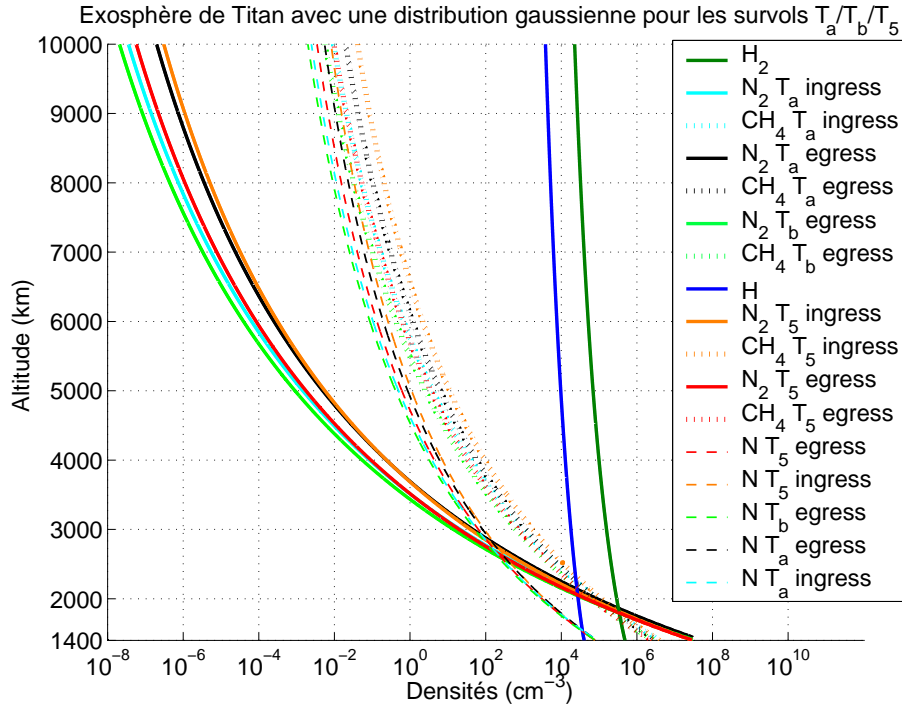


FIG. 7.4 – Profils obtenus de densités exosphériques pour les différents survols (segments entrant/sortant ou ingress/egress) :  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$ .

altitude des profils d'INMS, y sont superposés à des profils pour les 3 autres espèces principales. Pour  $N$ , nous avons considéré, pour chaque jeu de densités, la température et l'exobase correspondante, avec pour densités à l'exobase les densités issues du modèle de Toublanc. Par contre,  $H$  et  $H_2$  ne sont pas représentés de manière spécifique à chaque survol puisque, d'une part, la compréhension de la figure serait trop difficile, et, d'autre part, les profils obtenus sont peu variables en fonction du survol (c'est à dire en fonction de la température ou de l'altitude critique). Leurs profils correspondent aux profils de référence (pour le survol  $T_a$ ) de la figure 7.1.

Nous pouvons remarquer que les variations d'un survol à l'autre peuvent être conséquentes, jusqu'à un ordre de grandeur (ou plus pour  $N_2$ ) de différence à 10000 km d'altitude. On peut naturellement remarquer un lien direct entre l'évolution des densités et celle des températures considérées à l'exobase d'un profil à un autre. Ainsi, les profils donnant les densités minimales et maximales (pour les espèces les plus lourdes) sont respectivement les survols  $T_b$  ingress et  $T_5$  ingress, qui ont précisément les températures extrémales parmi les différents jeux de données. Le survol  $T_a$ , sur lequel nous nous sommes focalisés précédemment, correspond en particulier à des conditions moyennes, parmi les 3 survols.

La table 7.2 résume les différents paramètres utilisés en entrée du formalisme de Chamberlain pour produire les profils de la figure 7.4. Comme précisé ci-dessus, les paramètres concernant  $H$  et  $H_2$  sont les mêmes que ceux de la figure pour le seul survol  $T_a$ .

Parametre	Survol $T_a$ (ing./eg.)	Survol $T_b$ (eg.)	Survol $T_5$ (ing./eg.)
$H_c$ (km)	1442	1409	1401
$T_c$ (K)	150.0/157.4	149.0	162.3/154.1
$N_c(N)$ (cm <sup>-3</sup> )	$7.7 * 10^4$	$7.5 * 10^4$	$6.7 * 10^4$
$N_c(N_2)$ (cm <sup>-3</sup> )	$2.7 * 10^7 / 3 * 10^7$	$3 * 10^7$	$2.8 * 10^7 / 2.9 * 10^7$
$N_c(CH_4)$ (cm <sup>-3</sup> )	$3 * 10^6 / 2.5 * 10^6$	$2.6 * 10^6$	$3.9 * 10^6 / 2.45 * 10^6$

TAB. 7.2 – Paramètres initiaux à l'exobase, pour les parties entrante (ingress) et sortante (egress) des survols  $T_a/T_b/T_5$ , issus des résultats d'INMS (*de La Haye et al.* 2007) pour les température et altitude de l'exobase ( $H_c$  et  $T_c$ ) ainsi que les densités  $N_c$  de  $N_2$  et  $CH_4$ ; les densités de  $N$  proviennent en revanche du modèle de Toublanc.

Cependant, il faut noter certaines remarques quant à la signification de ces profils de densités.

En premier lieu, il est à noter que les paramètres calculés par INMS sont intimement liés au modèle de diffusion utilisé pour ajuster les courbes calculées aux mesures, avec, en particulier, l'hypothèse de ne considérer qu'un flux vertical (vers le haut) négligeable de  $CH_4$  (ce qui influence fortement la valeur du coefficient de diffusion turbulente).

Ensuite, la sonde Cassini a exploré des zones particulières de l'atmosphère de Titan, compte-tenu de sa trajectoire. Des profils pour des survols différents doivent donc être analysés avec précaution, puisque les régions étudiées ne sont pas forcément les mêmes. Plus précisément, comme évoqué dans le paragraphe 3.1.2 décrivant avec précision ces

trois survols, on peut remarquer une forte ressemblance entre les survols  $T_a$  et  $T_b$  : ils ont tous les deux eu lieu du côté queue de Titan (par rapport au plasma en corotation), à un temps local (LT) similaire au sein de la magnétosphère ( $\sim 10$  heures), avec des couvertures en latitude et en angle solaire zénithal très proches (ce qui implique un éclairage solaire similaire pour ces deux survols), et une traversée depuis le côté jour vers le côté nuit. En revanche, le survol  $T_5$  a eu lieu côté aube (6 heures en LT), en passant au-dessus du pôle Nord de Titan, avec un passage de Cassini globalement à de plus hautes latitudes, et presque toujours du côté nuit. La comparaison entre les trajectoires et les mesures durant les survols indique au final des variations inexplicables et parfois fortes (avec par exemple une température de 5 K supérieure côté nuit par rapport au crépuscule (*de La Haye et al. 2007*)).

Enfin, les paramètres utilisés ici pour modéliser l'exosphère de Titan pour ces trois survols se fondent sur l'analyse des données d'INMS en-dessous de 1500 km d'altitude. En revanche, si l'on s'intéresse aux mesures entre 1500 et 2000 km d'altitude, des profils fortement non thermiques apparaissent (*de La Haye et al. 2007*). Ainsi, la modélisation thermique développée ici n'est pas appropriée pour représenter des profils exosphériques en accord avec les données de Cassini. Il faut désormais considérer une modélisation non thermique de l'exosphère de Titan, ce qui fera l'objet du chapitre suivant.





# Chapitre 8

## L'exosphère non thermique

A la suite des missions Voyager, de nombreux auteurs ont travaillé sur une éventuelle couronne non thermique autour de Titan (c'est-à-dire une exosphère où les populations constituantes ne sont pas en équilibre thermodynamique). Parmi les différents mécanismes susceptibles de créer des populations chaudes dans l'atmosphère, résumées par *Hunten* (1982), les principaux ayant été analysés sont : les mécanismes dissociatifs (*Lammer and Bauer* (1991), *Shematovich et al.* (2003), *Smith et al.* (2004)), l'influence des ions "pickups" (*Lammer and Bauer* (1991)), celle du criblage (ou "sputtering" ; *Lammer and Bauer* (1993), *Shematovich et al.* (2003), *Smith et al.* (2004)), mais aussi des sources photochimiques et chimiques variées (*Lammer et al.* (1998), *Cravens et al.* (1997)). La majorité des études concerne l'azote atomique ou moléculaire, et dans une moindre mesure l'hydrogène ou d'autres atomes/molécules. Globalement, l'échappement total de particules non thermiques est considéré par ces différents travaux aux alentours de  $10^{26}$  atomes/s.

La mission Cassini a ensuite apporté des informations précieuses, grâce à l'instrument INMS, sur l'échappement non thermique de particules issues de l'atmosphère de Titan. Ainsi, *Yelle et al.* (2006) ont indiqué la présence d'un flux d'échappement pour  $H_2$ , durant le survol  $T_a$ , bien supérieur au simple flux d'échappement thermique de Jeans (d'un facteur 3-4), indiquant l'existence possible de phénomènes non thermiques (voir le paragraphe 7.1.2 pour plus de détails avec la récente étude de *Cui et al.* (2007)). Mais ce sont surtout les travaux de *de la Haye* (2005) et *de La Haye et al.* (2007) qui ont montré la présence de profils non thermiques pour  $N_2$  et  $CH_4$ .

Ces travaux (dont les résultats les plus récents seront analysés dans la partie 8.2) nous ont amené à modéliser l'exosphère de Titan en prenant en compte ces profils non thermiques mis évidence par Cassini. Il eut certes été possible de "simuler" ces profils non thermiques en utilisant le formalisme de Chamberlain et en sectionnant l'exosphère par tranches avec des températures spécifiques pour chacune d'elles, mais il nous a semblé plus judicieux de changer de formalisme, de manière à pouvoir utiliser une fonction de distribution non maxwellienne (8.1). Ensuite, les résultats d'INMS sur la basse exosphère nous ont permis de modéliser l'exosphère en altitude, avec des profils non thermiques pour

$N_2$  et  $CH_4$ , pour les survols  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$  (8.2). Enfin, nous avons cherché à obtenir un modèle d'exosphère moyenne à partir de ces survols (8.3).

## 8.1 Choix du formalisme et de la fonction de distribution

### 8.1.1 Le formalisme de Kim

Nous avons choisi d'utiliser le formalisme développé par *Kim* (1991) et explicité par *Schunk and Nagy* (2000). Il s'agit là encore de la prolongation d'une distribution depuis l'altitude critique jusques de plus hautes altitudes, par le théorème Liouville, mais ici la distribution peut être choisie librement. Les populations prises en compte sont ici les populations balistiques et celles d'échappement.

En effet, le théorème de Liouville permet d'écrire (avec  $f(r, v)$  distribution de vitesses  $v$  à la distance radiale  $r$ ) :

$$f(r, v) = f(r_c, v_c) \quad (8.1)$$

avec  $r_c$  et  $v_c$  distance radiale et vitesse à l'exobase.

Avec une symétrie sphérique, la densité  $n(r)$  peut se calculer ainsi :

$$n(r) = 2 \int \int f(r, v) v^2 \sin\theta dv d\theta d\phi \quad (8.2)$$

$$= 4\pi \int \int f(r_c, v_c) |J| v^2 \sin\theta dv d\theta \quad (8.3)$$

avec un facteur 2 pour prendre en compte les deux sens de traversées de l'altitude critique par les particules et  $|J|$  le déterminant du Jacobien approprié (lié au changement de variable  $(r, v) \rightarrow (r_c, v_c)$  et déterminé grâce aux relations de conservation de l'énergie et du moment angulaire).

La réécriture en fonction de l'énergie  $E$  (la fonction de distribution devient  $F(r_c, E_c)$ ) amène ensuite à :

$$n(r) = \frac{1}{2} \int_{\theta_c} \int_{E_c} F(r_c, E_c) \frac{\overline{v_c} y^2 \sin\theta_c \cos\theta_c}{(\overline{v_c}(1 - y^2 \sin^2\theta_c) - (1 - y))^{1/2}} dE_c d\theta_c \quad (8.4)$$

où  $y = \frac{r_{exo}}{r}$  (avec  $r_{exo}$  distance radiale de l'exobase) et  $\overline{v_c} = \frac{v_c}{v_{cesc}}$  (avec  $v_{cesc} = \sqrt{\frac{2GM}{r_{exo}}}$  vitesse d'échappement pour Titan) sont des distance et vitesse à l'exobase normalisées.

Des calculs relativement longs permettent finalement d'obtenir les densités partielles  $n$  calculées pour une distance radiale  $r$ , pour une énergie  $E$  donnée (donc une vitesse des

particules donnée) et pour un intervalle d'énergie  $\Delta E$  autour de cette valeur :

$$\bar{v}_c \geq 1 : n(r, E, \Delta E) = ((\bar{v}_c^2 - (1 - y))^{1/2} - (\bar{v}_c^2(1 - y^2) - (1 - y))^{1/2}) \frac{\phi_{exo}}{2\bar{v}_c} \quad (8.5)$$

$$\frac{1}{(1 + y)^{1/2}} \leq \bar{v}_c < 1 : n(r, E, \Delta E) = ((\bar{v}_c^2 - (1 - y))^{1/2} - (\bar{v}_c^2(1 - y^2) - (1 - y))^{1/2}) \frac{\phi_{exo}}{\bar{v}_c} \quad (8.6)$$

$$(1 - y)^{1/2} \leq \bar{v}_c < \frac{1}{(1 + y)^{1/2}} : n(r, E, \Delta E) = (\bar{v}_c^2 - (1 - y))^{1/2} \frac{\phi_{exo}}{\bar{v}_c} \quad (8.7)$$

avec

$$\phi_{exo} = \int_{\Delta E_c} F(r_c, E_c) dE_c \quad (8.8)$$

donnant la densité de particules ayant une énergie  $E$  (à  $\pm \Delta E$ ) à l'exobase.

### 8.1.2 La fonction de distribution dite kappa

De nombreuses distributions existent permettant de prendre en compte des populations non thermiques, dont les distributions bi-maxwelliennes (avec deux populations, l'une thermique, l'autre "chaude") sont parmi les plus connues. De simples lois de puissance sont également parfois utilisées.

Nous avons choisi d'utiliser la distribution kappa, introduite par *Vasyliunas* (1968), dans la mesure où elle prend en compte, dans le même temps, un comportement maxwellien pour les énergies thermiques et un comportement en loi de puissance pour les énergies supérieures. Cette distribution est utilisée de manière très générale en physique des plasmas magnétosphériques, depuis la mise en évidence de populations non thermiques importantes. Dans le cas particulier de Saturne, les résultats de *Voyager* ont ainsi mis en évidence un très bon ajustement des distributions de particules avec cette distribution (*Krimigis et al.* 1983). Par ailleurs, la distribution kappa a des fondements théoriques désormais solides, puisqu'elle est, au même titre que la maxwellienne, liée au principe d'entropie maximale (*Collier* 2004).

Cependant, cette distribution est quasiment exclusivement utilisée pour des environnements ionisés, et non des environnements neutres. Seuls les travaux de *Jurac et al.* (2002), pour étudier la distribution en vitesse du nuage de *OH* près des lunes internes de Saturne, et celui, déjà cité, de *de La Haye et al.* (2007), indiquent l'intérêt d'utiliser les distributions kappa aussi pour des particules neutres.

Nous avons supposé ici que ce type de distribution pouvait être utilisé pour la description de l'exosphère de Titan (et peut-être, plus généralement, des exosphères planétaires non thermiques, voir la partie VI). En effet, l'environnement d'une exosphère est *a priori* adapté à ce type de distribution : il s'agit non seulement d'un milieu avec des collisions rares, avec une distribution non maxwellienne (et la faible thermalisation ne peut en-

traîner un retour à une distribution maxwellienne), mais aussi d'une zone d'interaction (pour le cas de Titan en particulier) avec l'environnement ionisé ambiant. Les plasmas magnétosphériques, qui peuvent par ailleurs être caractérisés par des distributions kappa, interagissent en effet de manière très importante avec la haute atmosphère de Titan. Malgré la rareté des collisions, celles-ci influencent la distribution des populations neutres de l'exosphère. La production d'atomes énergétiques neutres, sur laquelle est fondée la technique d'imagerie magnétosphérique utilisée par l'expérience MIMI, n'est que la manifestation la plus visible de cette interaction magnétosphère-exosphère. Il apparaît donc naturel d'envisager la possibilité que des distributions kappa puissent décrire un tel environnement.

Enfin, nous allons voir par la suite que les travaux de *de La Haye et al.* (2007) confirment cette hypothèse, avec un très bon ajustement des profils de densité mesurés par l'instrument INMS dans la basse exosphère de Titan.

La distribution kappa est une distribution dont le paramètre  $\kappa$  modélise l'écart avec une distribution maxwellienne (celle-ci correspondant au cas limite  $\kappa = +\infty$ ). La fonction de distribution  $f_\kappa(r, v)$  s'écrit :

$$f_\kappa(r, v) = \frac{n(r)\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2}\pi^{3/2}\omega_0^3\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa\omega_0^2}\right)^{-\kappa-1} \quad (8.9)$$

avec

$$\omega_0^2 = \frac{2kT}{m} \frac{\kappa - 3/2}{\kappa} \quad (8.10)$$

et

$$\Gamma(\kappa) = \int_0^\infty e^{-t} t^{\kappa-1} dt \quad (8.11)$$

L'utilisation de l'expression de la fonction de distribution dans le formalisme de Kim permet d'en déduire les profils de densités en fonction de l'altitude, dès lors que les paramètres de température  $T$  et  $\kappa$  sont fixés.

Il est intéressant de noter par ailleurs que d'autres formalismes existent, permettant de considérer une distribution kappa, notamment celui introduit par *Pierrard and Lemaire* (1996) dans le cas de l'exosphère ionique terrestre. Ce formalisme utilise également des distributions kappa pour les ions, tout en prenant en compte (ce qui n'est pas le cas du formalisme de Kim) les populations satellites. Un facteur multiplicatif entre 0 et 1 permet de considérer des populations satellites plus ou moins importantes, selon les processus de sources et de pertes de ces particules.

## 8.2 Application à l'exosphère de Titan : les survols

### $T_a$ , $T_b$ et $T_5$

Après avoir réalisé quelques tests avec des valeurs de  $\kappa$  et  $T$  arbitraires pour produire des profils exosphériques non thermiques, il est apparu que les travaux de *de La Haye et al.* (2007) ont récemment pris en compte ce type de distribution kappa pour ajuster les profils de densités mesurées par INMS au-delà de l'exobase. En effet, ces résultats ont montré une présence importante de populations non thermiques au-delà de 1500 km d'altitude, si bien que des températures de 20 à 50 K au-dessus des valeurs obtenues par ajustement en-dessous de 1500 km d'altitude devraient être considérées pour la basse exosphère. Plus précisément, les paramètres  $\kappa$  et  $T$  ont été utilisés dans ces travaux comme des paramètres libres. Le résultat de ces ajustements, pour les survols  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$ , peut être visualisé par les paramètres ainsi déduits dans la table 8.1.

Mais surtout, ces travaux montrent que les données d'INMS sont très bien reproduites par des distributions kappa, mieux que par des distributions bi-maxwelliennes ou des lois de puissance. Ainsi, si la basse exosphère peut être étudiée grâce à ce type de distributions, notre hypothèse de l'utiliser pour l'exosphère étendue semble d'autant plus probable, puisque, par absence de thermalisation, ces distributions ont toutes les chances de se propager dans les parties les plus hautes de l'exosphère (voir le paragraphe 8.4 pour une discussion sur l'utilisation des distributions kappa).

Nous avons donc ensuite utilisé ces résultats, en prolongeant les profils de densités d'INMS, pour obtenir des modèles de l'exosphère de Titan, avec des profils non thermiques, pour les survols  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$ . Les paramètres utilisés combinent la table 8.1 pour les paramètres  $\kappa$  et  $T$ , ainsi que la table 7.2 pour l'altitude de l'exobase ainsi que les densités à l'altitude critique des espèces  $N_2$  et  $CH_4$ .

Il est important de noter que l'utilisation de distributions kappa influence fortement les espèces lourdes, mais les espèces légères que sont  $H$  et  $H_2$  ne sont que très peu changées (la variation est difficilement visible sur des profils d'exosphère étendue). En revanche, l'espèce  $N$  est sensible à l'introduction de ce type de distribution non thermique. Cependant, nous n'avons aucune donnée sur les densités de  $N$ , qui nous permettrait d'ajuster des profils dans la basse exosphère avec les paramètres d'une distribution kappa. Nous avons considéré, pour ces raisons-là, que nous ne pouvions pas intégrer l'espèce  $N$  dans un modèle d'exosphère non thermique.

La figure 8.1 représente donc les profils de densités exosphériques obtenus jusqu'à 10000 km d'altitude (pour faciliter la lecture des profils, malgré une limite extérieure de l'exosphère bien au-delà) pour 4 espèces :  $H$  et  $H_2$ , dont le profil unique correspond là encore à celui de  $T_a$  (voir conditions de la figure 7.1), ainsi que  $N_2$  et  $CH_4$  (avec les conditions décrites ci-dessus).

La variation des paramètres de la distribution kappa, d'un survol à l'autre, voire d'une

			Result			Parameters characterizing the Suprathermal Populations		
			Fit Parameters					
			$\kappa$	$T_0$ (K)	$\chi^2$	$n^*$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\Phi_{esc}$ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$E_D^*$ $\text{eV cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$N_2$	$T_a$	ingress	14.8	138	$5 * 10^{-4}$	$3 * 10^5$	$1.4 * 10^3$	$6.1 * 10^1$
		egress	8.86	119.9	$4 * 10^{-4}$	$1.4 * 10^5$	$1.3 * 10^5$	$4.7 * 10^1$
	$T_b$	egress	18.7	172.3	$3 * 10^{-3}$	$1.6 * 10^6$	$1.2 * 10^3$	$2 * 10^2$
	$T_5$	ingress	85.7	147.9	$4 * 10^{-3}$	$6.4 * 10^{-1}$	$2.8 * 10^{-5}$	$7 * 10^{-4}$
	$T_5$	egress	7.78	115.5	$2 * 10^{-3}$	$1.1 * 10^5$	$2.2 * 10^5$	$3.4 * 10^1$
$CH_4$	$T_a$	ingress	8.74	134.2	$5 * 10^{-4}$	$7.7 * 10^4$	$1.5 * 10^6$	$2.1 * 10^1$
		egress	5.85	126.7	$6 * 10^{-4}$	$7 * 10^4$	$1.3 * 10^7$	$2.6 * 10^1$
	$T_b$	egress	97.8	210.5	$5 * 10^{-3}$	$3.1 * 10^5$	$4.9 * 10^3$	$4.9 * 10^1$
	$T_5$	ingress	17	126.4	$5 * 10^{-4}$	$4 * 10^2$	$7.5 * 10^3$	$2.7 * 10^{-1}$
	$T_5$	egress	4.26	118.8	$5 * 10^{-4}$	$8.6 * 10^4$	$5.1 * 10^7$	$3.6 * 10^1$
$\kappa, T_0$			Fit parameters characterizing the energy distribution at the exobase					
$\chi^2$			Parameters characterizing the quality of the fit					
$n^*$			Density of the suprathermal particles at the exobase					
$\Phi_{esc}$			Escape flux at the exobase					
$E_D^*$			Suprathermal energy density in the exobase region, assumed to be 85 km-thick					

TAB. 8.1 – Paramètres issus de *de La Haye et al. (2007)* par ajustement, avec une fonction de distribution kappa, des profils de densités mesurés par INMS lors des survol  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$ .

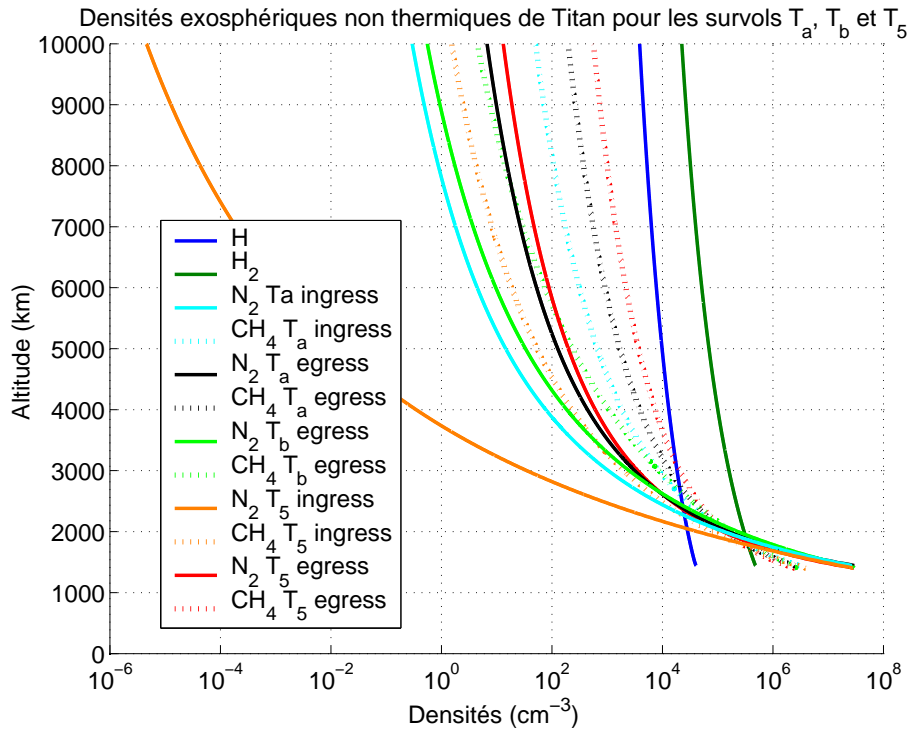


FIG. 8.1 – Modèle développé de l'exosphère pour les survols  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$ , prenant en compte des distributions kappa pour  $N_2$  et  $CH_4$ ; les profils de  $H$  et  $H_2$  correspondent au profil de  $T_a$  précédemment représenté.

partie entrante à une partie sortante d'un même survol (due à l'exploration de zones très différentes), implique aux plus hautes altitudes de très larges variations : jusques 6 ordres de grandeur de différence entre les parties entrante et sortante du survol  $T_5$  (ce survol donnant en effet les conditions les plus extrêmes).

Par comparaison avec l'exosphère thermique, pour les mêmes survols (voir figure 7.4), il apparaît également très clairement que les profils de densités des espèces lourdes sont fortement influencés par les distributions kappa. Ainsi, la différence de densité à 10000 km d'altitude est environ entre 2 et 8 ordres de grandeur pour  $N_2$ , et entre 2 et 4 ordres de grandeur pour  $CH_4$ , les distributions kappa donnant les densités les plus élevées.

Par ailleurs, nous pouvons noter que le formalisme de Kim ne permet pas de prendre en compte les populations satellites (non liées à l'exobase), si bien que l'existence de ce type de populations devrait induire des profils légèrement augmentés. Cependant, la différence ne devrait pas être très importante, du moins pas en ce qui concerne les altitudes de la figure 8.1 : en effet, les populations satellites des espèces  $N_2$  et  $CH_4$  pour le cas thermique (voir figure 7.3) ne sont dominantes qu'à de très hautes altitudes, soit autour de 25000 km d'altitude.

## 8.3 Un modèle d'exosphère moyenne

### 8.3.1 Un modèle moyenné sur les survols $T_a$ et $T_b$

Les analyses précédentes nous ont permis de développer des profils d'exosphère non thermiques pour cinq jeux de données, lors des survols  $T_a$ ,  $T_b$  et  $T_5$ . Nous avons ensuite naturellement cherché à en déduire un modèle "moyen" de l'exosphère de Titan, prenant en compte ces distributions non thermiques.

Cependant, moyenniser des profils de densités correspondant à des conditions spatiales et temporelles spécifiques doit être fait avec précaution. C'est pourquoi le survol  $T_5$  (par ailleurs donnant les profils extrémaux, voir plus haut) ne fut pas considéré pour un modèle moyen. En effet, si les survols  $T_a$  et  $T_b$  sont très similaires,  $T_5$  est très différent de ceux-ci. Comme précisé dans la partie 7.2, les deux premiers survols sont très similaires par les régions de Titan explorées (côté queue, depuis le côté jour vers le côté nuit, avec les mêmes latitude et angle solaire zénithal) et la zone magnétosphérique concernée ( $LT \sim 10$  heures). En revanche,  $T_5$  eut lieu côté aube ( $LT \sim 6$  heures) de la magnétosphère, avec des zones de Titan très différentes (côté pôle Nord et nuit).

En outre, l'analyse des données de LEMMS, en ce qui concerne le plasma énergétique en corotation interagissant avec Titan (voir partie 13), permet de voir que les flux de protons magnétosphériques sont similaires lors des survols  $T_a$  et  $T_b$ , mais bien plus forts lors de  $T_5$  (avec au moins un facteur 2 de différence pour le canal  $A_0$  (27-35 keV) et au-delà pour les canaux d'énergies supérieures).



Ainsi, l'environnement ionique et la géométrie des survols étant similaires pour  $T_a$  et  $T_b$ , mais pas pour  $T_5$ , nous nous sommes focalisés sur les trois jeux de données de  $T_a$  ingress/egress et  $T_b$  egress pour moyenner les profils d'exosphère et en déduire des paramètres moyens pour l'exosphère de Titan.

Là encore, de manière analogue aux précédents profils exosphériques proposés, nous allons considérer de manières différentes les espèces considérées, en fonction des paramètres.

L'altitude de l'exobase  $H_c$  est supposée identique pour les différentes espèces, donc nous moyennons les différentes valeurs déduites par INMS pour les survols  $T_a$  (en moyennant sur les parties entrante et sortante) et  $T_b$  (voir table 7.2). Le résultat donne  $H_{c_{moyen}} \approx 1425$  km, ce qui correspond à l'exobase que nous utilisions initialement pour le survol  $T_a$ .

Les densités à l'exobase des espèces  $H$ ,  $H_2$  et  $N$  sont considérées inchangées depuis la table 6.1, dans la mesure où, d'une part, l'instrument INMS n'a pas fourni de mesures spécifiques pour ces espèces lors de plusieurs survols (seul  $H_2$  fut mesuré par INMS lors du survol  $T_a$ ), et d'autre part, l'exobase moyenne est à la même altitude que l'exobase initialement considérée.

La température des mêmes espèces est ici obtenue par une moyenne des températures thermiques obtenues par INMS, par ajustement des profils mesurés en-dessous de 1500 km d'altitude (voir la table 7.2). En effet, les espèces légères sont beaucoup moins sensibles aux conditions non thermiques que  $N_2$  et  $CH_4$  par exemple. En revanche, l'espèce  $N$  mériterait que l'on puisse prendre en compte des profils non thermiques, mais l'absence de mesure directe ne nous permet pas d'en proposer. Ainsi, si l'on moyenne, de manière similaire à l'altitude de l'exobase, la température à cette altitude critique, nous obtenons :  $T_{c_{moyen}} = 151.3$  K.

En ce qui concerne les espèces lourdes analysées précisément par INMS durant les trois survols,  $N_2$  et  $CH_4$ , nous ne pouvons pas utiliser une simple moyenne des paramètres  $\kappa$  et  $T$ . En effet, ces deux paramètres doivent être calculés concomitamment pour ajuster les profils obtenus, pour chaque jeu de données, comme dans le travail de *de La Haye et al.* (2007). Nous avons, en premier lieu, moyenné sur  $T_a$  et  $T_b$  les profils de densité obtenues pour les deux espèces dans le paragraphe précédent (voir figure 8.1). Ensuite, nous avons ajusté les deux profils moyens ainsi obtenus avec une distribution kappa : nous avons minimisé l'erreur relative (relative pour prendre autant en compte toutes les altitudes) dans la partie 1425-2000 km d'altitude (là où INMS a fourni des mesures). Les deux paramètres libres que sont  $\kappa$  et la température  $T$  sont ainsi déduits par ajustement, et ce de manière spécifique pour  $N_2$  et  $CH_4$ .

Le résultat donnant ces profils moyens de l'exosphère de Titan, pour les cinq espèces principales ( $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $H_2$ ,  $H$  et  $N$ ), est montré sur la figure 8.2. Les paramètres de ce modèle sont quant à eux résumés dans la table 8.2.

La comparaison entre ce modèle moyenné et le modèle thermique de référence pour  $T_a$  (figure 7.1 ; *Garnier et al.* (2007)) indique bien évidemment des différences considérables

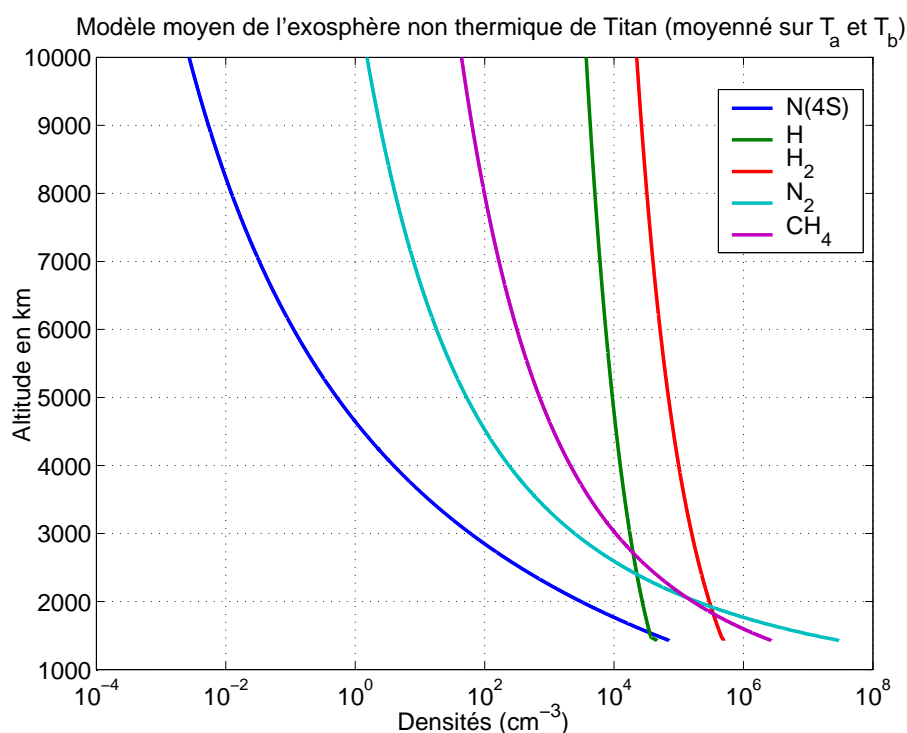


FIG. 8.2 – Modèle d'exosphère moyenne pour les survols  $T_a$  et  $T_b$  (voir le texte pour plus de détails)

Parametre	$N$	$H$	$H_2$	$N_2$	$CH_4$
Modèle/Distribution	Chamberlain (distribution gaussienne)			Kim (distribution kappa)	
$N_c \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$7.1 * 10^4$	$4.8 * 10^4$	$5 * 10^5$	$3 * 10^7$	$2.7 * 10^6$
$H_c$	1425 km				
$T_c$ gaussienne (K)	151.3				
$T_c$ kappa (K)				166.4	188.7
$\kappa$				13.05	11.85

TAB. 8.2 – Paramètres du modèle d'exosphère moyenne de la figure 8.2 pour les 5 espèces principales, avec soit un formalisme de Chamberlain (avec une distribution gaussienne), pour les espèces les plus légères, soit le formalisme de Kim (et une distribution kappa) pour  $N_2$  et  $CH_4$ ; seuls les survols  $T_a$  et  $T_b$  ont été considérés

pour les couronnes de  $N_2$  et  $CH_4$ , avec respectivement 7 et 4 ordres de grandeur de différence à 10000 km d'altitude.

Par ailleurs, rappelons que la distribution de  $N$  considérée ici est thermique, dans la mesure où aucune mesure de densité (*a fortiori* pas de densité non thermique) n'a pu être réalisée par INMS pour cette espèce. Néanmoins, nous avons, d'une part, vu précédemment que de nombreux auteurs ont modélisé une couronne chaude d'azote atomique, et d'autre part, qu'une couronne chaude d'azote moléculaire est détectée et ici modélisée. Il apparaît donc tout à fait probable que les profils de densité de  $N$  ne soient pas thermiques, et que l'on puisse également utiliser une distribution kappa pour cette espèce neutre.

### 8.3.2 Flux d'échappement non thermique à l'exobase

Un des enjeux essentiels de l'étude des profils non thermiques est d'évaluer leur influence sur l'échappement atmosphérique. C'est pourquoi nous avons cherché à calculer le flux d'échappement à l'exobase  $F_c$  pour les profils non thermiques précédemment modélisés.

Le flux d'échappement peut être évalué de la manière suivante (*de La Haye et al.* 2007) :

$$F_c = \frac{1}{4} \int_{E_{esc}}^{\infty} \phi_{exo}(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \quad (8.12)$$

où la quantité  $\phi_{exo}$ , définie précédemment par l'équation 8.8, donne la densité partielle de particules d'énergie  $E$  (à  $\pm \Delta E$ ) à l'exobase ;  $E_{esc}$  représente l'énergie d'échappement à l'exobase, correspondant à la vitesse  $v_{esc}$  également définie dans le paragraphe 8.1.1.

Le calcul indique des flux d'échappement pour  $N_2$  et  $CH_4$  (pour le modèle moyen de l'exosphère de Titan) tous deux de l'ordre de  $10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Cela correspond, pour l'ensemble de la coquille sphérique à l'exobase, à un échappement d'environ  $2 * 10^{22}$  particules par seconde (le vidage de l'atmosphère n'a alors lieu qu'au bout d'environ  $10^{12}$  années). En comparaison, le flux d'échappement (thermique de Jeans) des espèces  $H/H_2$  est bien plus important et vaut environ  $1.9/3.9 * 10^{27}$  particules par seconde.

Cela reste bien inférieur aux valeurs de flux d'échappement de nombreux auteurs (cf. introduction de chapitre), mais il faut bien se rendre compte que le flux d'échappement déduit de différents survols (table 8.1), ou parties de survol, indique des variations très larges, entre un échappement très faible pour  $N_2$  lors de  $T_5$  ingress et un échappement très fort pour  $CH_4$  lors de  $T_5$  egress (12 ordres de grandeur de différence entre ces deux cas). La valeur indiquée pour  $N_2$  et  $CH_4$  ne représente que l'échappement lié à ce modèle moyen de l'exosphère, mais plus de données (sur plus de survols) sont nécessaires pour avoir une idée plus précise de la quantité globale de particules lourdes s'échappant de l'atmosphère de Titan.

Nous avons par ailleurs calculé la densité suprathermique à l'exobase  $n^*$  des espèces

$N_2$  et  $CH_4$ , en utilisant la formule suivante :

$$n^* = \int_{E>E^*} (f_\kappa(E) - f_g(E))dE \quad (8.13)$$

avec  $f_\kappa$  et  $f_g$  respectivement fonctions de distribution kappa et gaussienne ;  $E^*$  est l'énergie au-delà de laquelle la queue de la distribution kappa est plus importante que celle de la distribution gaussienne.

On obtient alors les résultats suivants pour les densités suprathermiques à l'exobase du modèle "moyen" de l'exosphère non thermique de Titan :  $n^*(N_2) = 9.6 * 10^5 \text{ cm}^{-3}$  et  $n^*(CH_4) = 2.2 * 10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

## 8.4 Discussion sur les profils exosphériques non thermiques

A propos des populations non thermiques de l'exosphère de Titan, outre les études précédemment développées (voir l'introduction de ce chapitre), les travaux les plus récents de modélisation par *Michael and Johnson* (2005) et d'analyse des données d'INMS par *de La Haye et al.* (2007) et *de la Haye* (2005) favorisent l'importance du chauffage dû au criblage de l'atmosphère par des ions pick-up, mais insistent également sur le rôle probablement non négligeable de la photochimie complexe de Titan ou encore l'interaction forte entre la magnétosphère et l'atmosphère, avec par exemple les réactions d'échange de charge.

En outre, l'analyse par INMS de la température atmosphérique, avec 5 K de plus côté nuit que côté crépuscule (en comparant les températures lors des survols  $T_a/T_b$  et  $T_5$ ), ne s'explique pas par la seule influence solaire, ce qui implique un rôle probablement essentiel de la variabilité des flux magnétosphériques dans lesquels baigne l'atmosphère de Titan (*de La Haye et al.* 2007).

A ce propos, il peut être intéressant de remarquer l'ordre de grandeur du paramètre  $\kappa$  obtenu pour le modèle moyen : autour de 12-13. Cela correspond à une distribution très différente de la gaussienne ( $\kappa = \infty$ ), mais cela reste une distribution moins fortement non thermique que celle du plasma énergétique de la magnétosphère. En effet, *Krimigis et al.* (1983) ont donné la valeur du paramètre  $\kappa$  permettant d'ajuster les profils de flux d'ions mesurés par Voyager, pour une gamme d'énergie de 220 à 1050 keV, et ce pour des valeurs de L-Shell entre 5 et 15 : la valeur de  $\kappa$  est relativement stable, autour de 4-5 (avec en outre une valeur de  $\kappa = 7.3$  pour un point de mesure à  $L = 17 - 18 R_S$  et pour  $E = 30$  keV). Titan, situé à un L-Shell d'environ 20, baigne donc probablement dans un plasma fortement non thermique du même type.

Si l'on suppose que les profils non thermiques pour  $N_2$  et  $CH_4$  sont liés à ceux des flux

magnétosphériques, par interaction entre ce plasma et l'exosphère (dans laquelle la thermalisation n'est pas possible), il apparaît naturel, d'une part, que les couronnes chaudes de neutres puissent être représentées par des distributions kappa (comme le plasma magnétosphérique), et d'autre part, que les valeurs de  $\kappa$  soient supérieures pour les neutres que pour les ions (pour lesquels les accélérations par des champs électromagnétiques induisent un chauffage plus important). Néanmoins, il ne s'agit là que d'une hypothèse, et l'identification précise des sources de populations non thermiques sur Titan reste une question ouverte à l'heure actuelle.

L'analyse de l'exosphère de Titan, en particulier en ce qui concerne les couronnes chaudes d'espèces lourdes, amène donc naturellement à s'intéresser à l'interaction entre l'exosphère et la magnétosphère kronienne. Parmi les phénomènes d'interaction existant, les réactions d'échange de charge sont importantes, et sont étudiables par l'utilisation de la technique d'imagerie à Atomes Energétiques Neutres, sujet auquel où nous allons nous intéresser dans la partie suivante.

## Troisième partie

# Etude et modélisation de la production, de l'absorption et de l'imagerie des Atomes Energétiques Neutres (ENAs)



---

La partie précédente nous a permis de comprendre précisément la structure de l'exosphère de Titan, qui est la source des Atomes Energétiques Neutres (ENAs) que l'instrument INCA à bord de Cassini permet d'imager, et auxquels nous allons désormais nous consacrer.

Le développement d'un modèle exosphérique dans la partie précédente permet tout d'abord de développer un premier modèle, à une dimension, de calcul de flux d'ENAs (chapitre 9), fondé sur les conditions du premier survol de Titan  $T_a$  (26 octobre 2004). La comparaison avec les données d'INCA nous amène ensuite à développer une analyse précise des mécanismes d'absorption d'ENAs dans l'atmosphère de Titan (chapitre 10), analyse complétée par l'utilisation du formalisme récent de *Roelof* (2005) sur les émissions exosphériques d'ENAs (section 10.5). Enfin, les études précédentes nous permettent de développer un modèle à deux dimensions pour le calcul de flux d'ENAs, avec lequel un certain nombre de propriétés peuvent être étudiées (chapitre 11).





# Chapitre 9

## Un modèle de calcul de flux d'ENAs à une dimension

### 9.1 Les premiers résultats d'INCA pour Titan

Pendant la phase de préparation de la mission Cassini, l'interaction de l'exosphère de Titan avec la magnétosphère kronienne a déjà été modélisée, comme nous l'avons précisé dans la partie 4, avec notamment des simulations d'images d'ENA (*Amsif* (1996); *Amsif et al.* (1997); *Dandouras and Amsif* (1999)). Ce travail avait alors mis en évidence, en particulier, la prépondérance de deux effets :

- des effets de rayon de giration fini pour les ions parents, induisant une ombre pour ces ions du côté "gauche" de Titan (pour un champ magnétique dans le plan de l'image et dirigé vers le bas), introduisant ainsi une forte asymétrie pour les ENAs détectés à distance
- l'existence d'un pic intense de flux d'ENAs, correspondant à la profondeur optique intégrée maximale; en effet, les densités de neutres décroissant avec l'altitude, la production d'ENAs décroît dans le même temps (pour un flux d'ions parents supposé constant), mais l'atmosphère de Titan étant très dense, les ENAs produits à basse altitude sont absorbés avant d'arriver sur le détecteur : l'équilibre entre ces deux effets antagonistes implique une profondeur intégrée maximale à une certaine altitude (classiquement considérée à l'exobase) et donc également un pic en ENAs

Le premier survol de Titan par la sonde Cassini,  $T_a$ , eut lieu le 26 octobre 2004, avec une altitude minimale d'environ 1170 km. Les images en ENA d'hydrogène (H), pour la gamme d'énergie de 20-50 keV (voir le paragraphe 3.2.3 pour les raisons du choix de ce type d'images), ont permis d'obtenir des résultats tels que la figure 9.1.

Ces premiers résultats, explicités par *Mitchell et al.* (2005), confirment donc les deux effets précédemment explicités. Il suffit pour cela de comparer cette image avec la simulation issue du travail d'Amsif, présentée en introduction sur la figure 4.2. En effet, nous

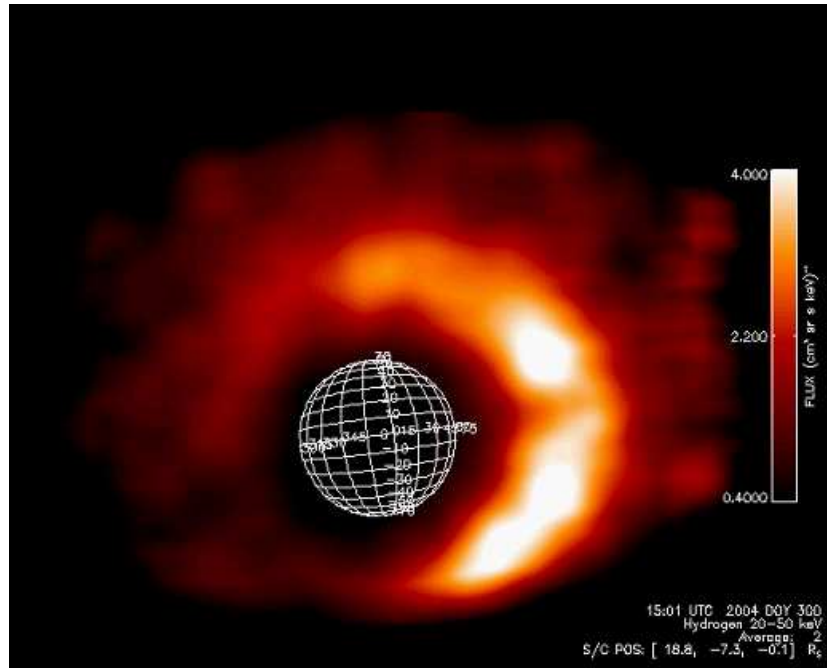


FIG. 9.1 – Image d’H ENA obtenue par INCA durant le survol  $T_a$  du 26 octobre 2004, pour une gamme d’énergie de 20-50 keV, une altitude de Cassini vers 8000 km, et une durée d’exposition de 8 minutes. L’échelle de couleur donne le flux d’ENA ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{keV}^{-1}$ ) intégré le long des lignes de visée au sein du champ de vue.

voyons bien une structure en croissant intense, avec un pic élargi par la diffusion angulaire induite par la feuille de carbone en entrée de l’instrument (voir plus loin le paragraphe 9.2.2 pour plus de détails sur cette influence). Mais surtout on observe une asymétrie très claire, avec un croissant ”à droite”, mais pas ”à gauche”. Cette observation est en très bon accord avec une asymétrie issue d’effets de rayons de giration finis avec la configuration du champ magnétique mesuré in situ par l’instrument MAG (*Backes et al.* 2005). Cet instrument indique en effet un champ magnétique stable et dirigé essentiellement vers les Z négatifs (dans le repère SSO centré sur Titan), donc vers le bas sur l’image (voir le paragraphe 4.2 pour les principes des effets de rayon de giration fini).

Notons par ailleurs une petite asymétrie entre les parties haute et basse de l’image d’INCA, avec des flux légèrement plus forts vers le bas. Cette asymétrie peut avoir différentes raisons, telles que l’éclairement solaire plus important (qui induit un chauffage de l’atmosphère, donc des hauteurs d’échelle plus grandes, des densités plus fortes et plus de production d’ENAs), ou encore une asymétrie de l’écoulement des ions de la magnétosphère. Si pour l’instant nous nous concentrons sur le profil radial, nous développerons plus loin une étude systématique des asymétries observées (partie 14.4). Enfin, le ”trou” de flux observé au niveau de l’équateur n’est qu’un artefact instrumental, dû à une galette à micro-canaux détériorée localement par le Soleil.

Cependant, l’interaction apparaît plus complexe que prévue avec quelques divergences qui apparaissent entre les images simulées avant l’arrivée de Cassini et les premiers

résultats de Cassini. En premier lieu, sur le plan quantitatif, les valeurs de flux obtenues par simulation sont différentes des flux mesurés dans le survol  $T_a$ , ce qui semble logique, compte-tenu du fait que les densités de neutres et les flux d'ions parents (protons) utilisés précédemment correspondent aux données de Voyager, donc à une période bien antérieure à la période de Cassini.

Mais surtout, il apparaît que sur le plan qualitatif (plus critique), l'altitude du pic de flux d'ENAs n'est pas du tout à l'altitude attendue par les simulations. En effet, les simulations de *Dandouras and Amsif* (1999) indiquent un maximum de flux bien plus près de Titan que ce qui est imagé par INCA dans la figure 9.1 : le pic observé est situé environ 2000 km au-dessus de celui attendu. Nous verrons plus loin les implications de cette observation (paragraphe 9.3.2).

Outre ces différences issues de la comparaison entre les simulations réalisées par Amsif et les premiers résultats d'INCA, d'autres considérations ont amené au développement d'un nouveau modèle de calcul de flux d'ENAs : les données de Cassini ont rapidement indiqué une variabilité importante des données en ENAs (*Mitchell et al.* 2005), ainsi qu'une variabilité des données de LEMMS pour les profils des ions parents. Nous avons par ailleurs analysé ces données de manière statistique par la suite (partie IV).

Nous avons, pour ces raisons, développé un nouveau modèle de calcul de flux d'ENAs, prenant en entrée les conditions de Cassini, avec les flux de protons de l'instrument LEMMS et un modèle d'exosphère en accord avec les observations de l'instrument INMS. En première approche, nous considérons un modèle à une dimension, le long d'un axe radial issu du centre de Titan : nous comprenons en effet, *a priori*, l'asymétrie observée dans la figure 9.1, mais pas la position en altitude du maximum de flux d'ENAs. Cela nous permettra de mieux comprendre le profil radial de ces flux produits dans l'exosphère de Titan, en particulier dans la zone où les effets de rayon de giration fini des ions n'ont pas d'influence (donc une coupe à "droite" de Titan, dans l'image 9.1).

## 9.2 La modélisation à une dimension des profils de flux d'ENAs

### 9.2.1 Paramètres de la modélisation

Les paramètres de simulation de flux d'ENAs se fonderont essentiellement sur les conditions du premier survol  $T_a$ . Nous avons, tout d'abord, besoin d'un formalisme donnant les flux d'ENAs imagés par INCA, puis nous avons besoin en entrée des profils de neutres et de flux d'ions.

Le principe du calcul des flux d'ENAs dépend des hypothèses faites, en particulier en ce qui concerne les processus d'absorption. Avant de prendre en compte ces processus dans des développements ultérieurs (voir chapitre 10), nous allons considérer des flux calculés

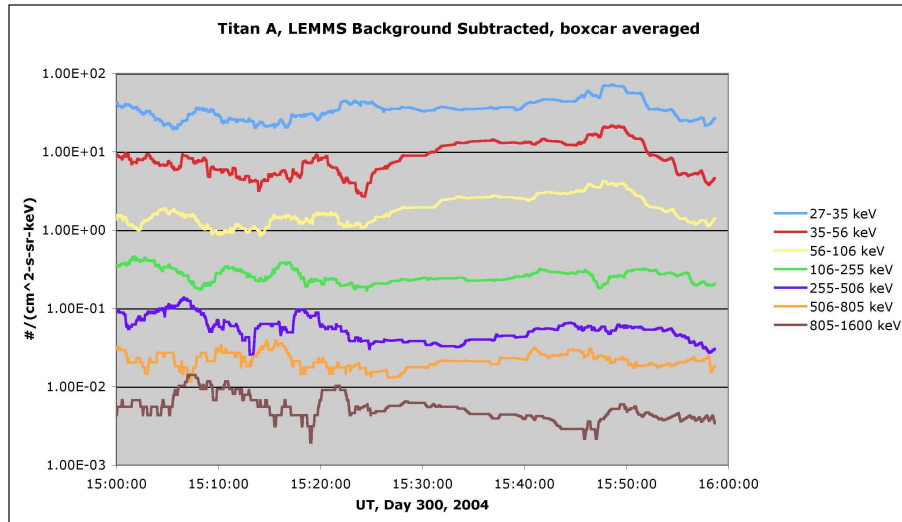


FIG. 9.2 – Canaux  $A_0$ (27-35 keV)- $A_1$ (35-56 keV)- $A_2$ (56-106 keV) - $A_3$ (106-255 keV)- $A_4$ (255-506 keV)- $A_5$ (506-805 keV)-  $A_6$ (805-1600 keV) de LEMMS, donnant les flux de protons ( $\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ ) mesurés durant  $T_a$ . L'altitude minimale de 1200 km est atteinte vers 15h30, tandis que la sonde se trouve à 8500 km d'altitude à 15h et 16h (UT).

à partir de la formule 2.2, ce qui signifie l'absence de perte d'ENAs depuis leur point de création (il faudrait sinon rajouter un terme de perte en exponentielle). Nous allons donc considérer ici une limite "dure" en-deçà de laquelle aucun ENA ne peut être produit et détecté, et au-delà de laquelle les ENAs produits ne sont jamais perdus, qui correspond donc à la limite basse d'émission des ENAs. Nous traiterons ultérieurement plus en détail cette limite (10).

Les profils de neutres utilisés pour ce modèle à une dimension sont par défaut les profils thermiques présentés sur la figure 7.1 pour le survol  $T_a$ , afin de comparer de manière appropriée l'image obtenue par INCA et les simulations (nous verrons plus tard, en 11.1.3, l'influence de profils exosphériques non thermiques). Rappelons simplement qu'il s'agit de profils, pour les 5 espèces principales ( $N$ ,  $H$ ,  $H_2$ ,  $N_2$  et  $CH_4$ ), utilisant le formalisme de Chamberlain avec les altitude et température de l'exobase issues des premiers résultats d'INMS, et les densités du modèle actualisé de *Toublanc et al.* (1995) à l'altitude critique (sauf pour  $H_2$ , augmenté d'un facteur 2). Ce modèle (*Garnier et al.* 2007) est en accord avec les résultats de Cassini ainsi qu'avec les résultats de *Vervack et al.* (2004).

Les flux d'ions que nous utiliserons seront ceux mesurés par l'instrument LEMMS durant le survol  $T_a$ , présentés sur la figure 9.2. Les énergies nous concernant pour l'imagerie en ENAs étant comprises entre 20 et 50 keV, nous nous intéresserons principalement aux canaux  $A_0$  et  $A_1$ , donnant les flux de protons pour les énergies entre 27 et 56 keV. Plus précisément, nous supposons que les flux d'ions mesurés en dehors de la zone de perturbation induite par la présence de Titan sont ceux qui "bombardent" son exosphère.

Cependant, nous n'avons qu'une valeur de flux par canal, alors que nous avons besoin du profil en énergie des flux de protons, pour ensuite intégrer les flux d'ENAs sur la gamme

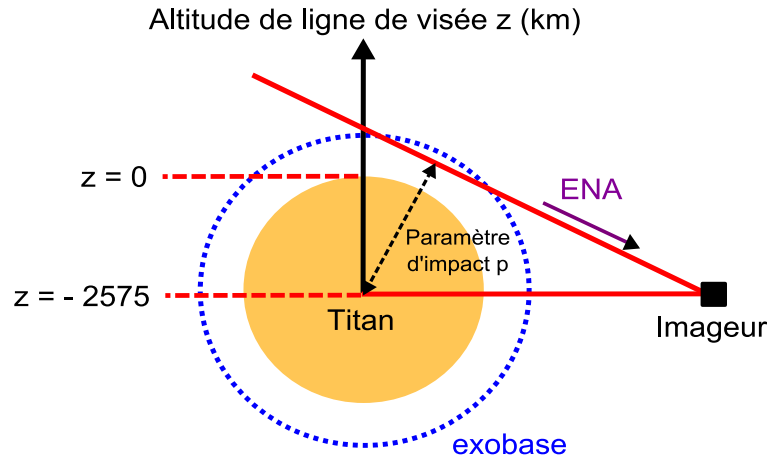


FIG. 9.3 – Schéma représentant le principe du modèle de calcul de flux d'ENAs à une dimension, le long d'un radial.

d'énergie correspondant aux images d'INCA. C'est pourquoi nous interpolons, depuis les données de LEMMS de la figure 9.2, le profil en énergie de ces ions, en faisant l'hypothèse qu'ils suivent une loi de puissance  $J_{ION}(E) = J_0 E^\gamma$  (où  $J_0$  et  $\gamma$  sont des constantes à déterminer). Cette hypothèse est *a priori* vérifiée dans notre cas, si l'on suit les résultats de Voyager, qui montrent que les distributions de protons sont en loi de puissance dès que la vitesse concernée est très supérieure à la vitesse du plasma en corotation (*Krimigis et al.* 1983). Or celle-ci est estimée aux alentours de 120 km/s (voir la partie 1.2.2 pour plus de précision sur ce sujet), ce qui correspond à une énergie de 10 eV à peine.

Enfin, les derniers paramètres essentiels pour la modélisation sont les sections efficaces d'échange de charge entre les neutres considérés et les protons. Nous avons pris à ce propos les sections efficaces suivantes (voir annexes A.1) :

- $H^+ + N_2/CH_4/H_2$  : Hsieh (communication privée, 2005)
- $H^+ + H$  : McClure (1966)
- $H^+ + N$  : Barnett and Reynolds (1958)

Nous pouvons alors calculer le flux d'ENAs, le long d'un axe radial, partant du centre de Titan. Le schéma 9.3 explique le principe du modèle utilisé : Cassini étant situé à une certaine altitude de Titan (8000 km pour le cas de la figure 9.1 durant le survol  $T_a$ ), nous calculons le flux d'ENAs, donné par l'équation 2.2, pour une fourchette de lignes de visée depuis le nadir (correspondant à une altitude de visée  $z = -R_T$  où  $R_T = 2575$  km est le rayon de Titan) jusqu'à l'extrémité du champ de vue d'INCA (correspondant à un angle de visée maximal de  $60^\circ$ ).

Avant de faire ce type de simulation, il est nécessaire de prendre en compte un dernier paramètre : les effets de rayon de giration finis des ions parents. En effet, même si nous nous concentrons sur la partie de l'image en ENAs où les effets de rayon de giration finis ne jouent pas de rôle prépondérant, ils doivent être pris en compte pour les lignes de visée comprises entre le nadir et la direction tangente à la limite dure considérée. Ils sont en effet

non négligeables dans cette région (voir la figure 4.1 dans la partie introductive 4). Avant de prendre en compte ces effets de manière plus réaliste que les précédentes études, dans la partie 10.1, nous nous contenterons ici d'appliquer un facteur multiplicatif, dépendant de l'altitude, simulant ces effets (mais nous verrons plus loin que les résultats sont identiques pour le cas qui nous concerne ici).

Tout ceci nous permet donc d'obtenir des flux d'ENAs, pour une fourchette de lignes de visée, tout en prenant en compte les effets de rayon de giration fini près du nadir. Cependant, il ne s'agit ici que des flux théoriques, avant le passage à travers l'instrument. En effet, nous avons vu dans la partie introductive sur l'expérience MIMI (partie 3.3) que les particules passent par une feuille de carbone, avant d'atteindre le détecteur. S'ensuit une légère diffusion angulaire, qui change de manière significative les flux théoriques.

### 9.2.2 La diffusion angulaire due à la feuille de carbone

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour prendre en compte la feuille de carbone et la diffusion angulaire induite.

Tout d'abord, *Funsten et al.* (1992) ont fourni des déviations angulaires pour le cas de feuilles de carbone proches de celle utilisée dans l'instrument INCA. Le cas d'atomes d'hydrogène de 20 keV a permis à Nathalie Cazajus de fournir la figure 4.2 issue des résultats de *Dandouras and Amsif* (1999), en utilisant une méthode de Monte-Carlo pour simuler les effets de la diffusion angulaire. Dans notre cas, nous pourrions utiliser ces résultats pour obtenir un cas extrême de diffusion angulaire, car  $E = 20$  keV constitue la limite basse de la gamme d'énergie des images en ENAs qui nous concernent, et la diffusion angulaire diminue lorsque l'énergie de la particule incidente augmente.

Ensuite, comme évoqué dans la partie introductive (au paragraphe 3.2.3), il est possible d'utiliser la table 3.4 issue des calibrations de l'instrument INCA (*Krimigis et al.* 2004), fournissant les déviations caractéristiques. Pour le canal hydrogène de 20-50 keV, cette déviation est de l'ordre de  $5.25^\circ$  en azimuth, c'est-à-dire selon la direction associée à notre axe radial de simulation. On peut ensuite considérer la fonction de diffusion comme gaussienne, de paramètre  $\sigma = \sigma_\theta$ .

La troisième méthode est de calculer soi-même la déviation angulaire d'une telle feuille de carbone, par l'utilisation du logiciel spécialisé TRIM. Il s'agit d'un code Monte Carlo, permettant notamment d'analyser la diffusion angulaire de particules lors du passage à travers différents matériaux. En utilisant la composition exacte de la feuille de carbone d'INCA, définie dans *Krimigis et al.* (2004) et rappelée dans le paragraphe 3.2.3, le lancement de 10000 particules d'énergie  $E = 30$  keV permet d'obtenir la déviation angulaire de l'instrument. Tout dépend, par ailleurs, de l'angle d'incidence des particules en amont. Pour  $30^\circ$  d'incidence, ce qui correspond à l'angle du maximum de flux pour l'image 9.1, nous obtenons des résultats très similaires à une gaussienne de paramètre  $\sigma = 5.25^\circ$ . Nous

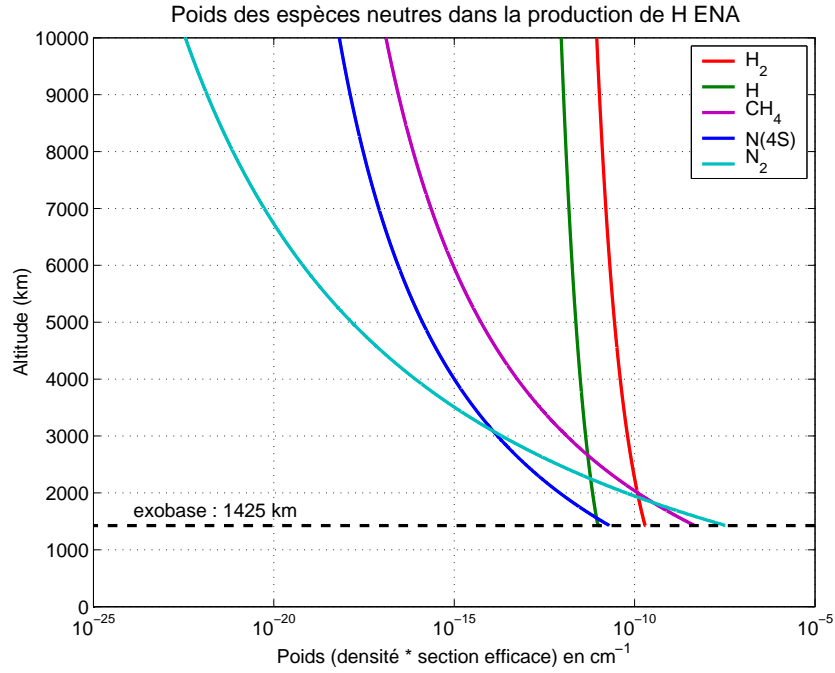


FIG. 9.4 – Poids des espèces neutres exosphériques dans la production d'ENAs d'hydrogène atomique.

utiliserons donc désormais cette gaussienne, calculée pour un angle d'incidence de  $30^\circ$ .

La dernière étape est ensuite de calculer, pour une ligne de visée donnée (donc une position selon l'axe radial  $x$ ), le flux d'ENAs réel  $J_{ENA_{reel}}$ , qui est le produit de convolution entre le flux théorique  $J_{ENA_{theo}}$ , issu de l'équation 2.2, et la distribution gaussienne de la diffusion angulaire  $f$  :

$$J_{ENA_{reel}}(x) = (J_{ENA_{theo}} * f)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) J_{ENA_{theo}}(x - t) dt \quad (9.1)$$

### 9.2.3 La production d'ENAs par l'exosphère de Titan

Avant de calculer les profils de flux d'ENAs eux-mêmes, il peut être intéressant d'analyser de manière quantitative la production d'ENAs. En particulier, pour comprendre les images en ENAs fournies par INCA pour l'environnement de Titan, il est important de comprendre quelles sont les principales espèces neutres responsables de cette production.

Pour ce faire, l'équation 2.2 donnant l'expression du flux d'ENAs permet de dire qu'une comparaison est possible entre les différentes espèces neutres par le calcul du produit entre la section efficace d'échange de charge et la densité de l'espèce neutre.

Pour une énergie représentative de 30 keV, la figure 9.4 représente cette quantité en fonction de l'altitude, et ce pour les cinq espèces considérées dans notre modèle adapté au survol  $T_a$ , pris ici comme référence pour les densités exosphériques. Il apparaît très clairement deux régions distinctes :

- en-dessous de 1800 km d'altitude,  $N_2$  est l'espèce de loin majoritaire, donc également



la principale source d'ENAs

- autour de 1800-2000 km d'altitude,  $CH_4$  devient prédominant, avant que  $H_2$  ne devienne, au-delà de 2000 km d'altitude, de loin la principale source d'ENAs dans l'exosphère étendue de Titan

Ce type d'analyse permet de faciliter d'autres études, notamment pour construire une exosphère simplifiée de Titan (paragraphe 10.5.2) ou pour tenter d'inverser les images d'INCA pour obtenir des profils de neutres (voir 11.2.2 et VI).

## 9.3 Résultats de simulation pour le survol $T_a$

### 9.3.1 La nécessité d'une limite basse d'émission au-dessus de l'exobase

Le calcul du flux d'ENAs en fonction de l'altitude de la ligne de visée permet d'obtenir la figure 9.5, correspondant à la condition de la sonde Cassini du survol  $T_a$ , avec une altitude de 8000 km. Trois courbes y sont représentées, dont une, continue et en bleu, représente les flux simulés prenant en compte tous les effets décrits précédemment. Les courbes tiretées représentent quant à elles respectivement les flux minimaux (vert) et maximaux (rouge) interpolés depuis l'image acquise par INCA à cette altitude de 8000 km durant le survol  $T_a$  (figure 9.1).

Il apparaît immédiatement des divergences entre les flux mesurés et ceux simulés. Non seulement les flux simulés sont bien plus forts (d'un facteur 4-5) qu'en réalité, mais surtout l'altitude du maximum de flux est largement en-dessous de l'altitude mesurée, avec un décalage de 2000 km environ. Si d'éventuelles incertitudes sur les données (en particulier sur les valeurs d'efficacité des détecteurs, aussi bien pour les neutres énergétiques que pour les ions parents) permettent de relativiser la divergence quantitative, il n'en est pas de même pour la différence qualitative dans la forme même de la courbe.

Un décalage de la position du maximum de flux peut avoir des répercussions physiques importantes, que nous allons détailler ci-après.

### 9.3.2 Comment relever l'altitude du maximum de flux d'ENAs ?

Pour augmenter l'altitude du maximum de flux d'ENAs, deux moyens principaux apparaissent :

- une altération des profils théoriques, induisant un décalage du pic par l'effet de la feuille de carbone
- le déplacement arbitraire de la limite dure au-delà de l'exobase

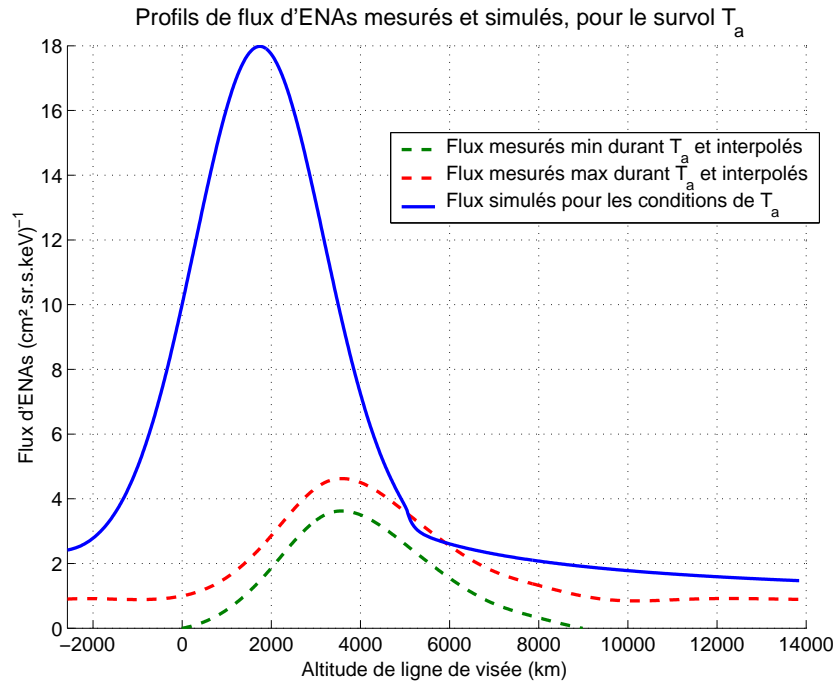


FIG. 9.5 – Flux d'ENAs calculés le long d'un axe radial. Les flux sont calculés (continu) et superposés aux flux mesurés par INCA durant le survol  $T_a$  (pointillés).

### L'influence des profils exosphériques non thermiques

La feuille de carbone introduit une diffusion angulaire, qui a tendance à étaler la distribution théorique, en déplaçant le pic de flux du côté de la courbe où les flux sont plus importants (effet de la convolution mathématique). Si l'on altère les profils théoriques, en changeant les profils de neutres ou d'ions, on peut alors décaler le pic de flux. Or, dans la mesure où les flux d'ions n'ont pas *a priori* de raison particulière d'être plus intenses à haute altitude que dans les régions plus proches de l'exobase (voir la partie 12 pour quelques réflexions sur l'influence de la dynamique pour ce problème du pic de flux), il reste les profils de neutres, qui peuvent être altérés principalement par introduction de profils non thermiques dans l'exosphère (ou par une présence plus ou moins importante de populations satellites exosphériques).

Un certain nombre de simulations test ont été réalisées, où l'on introduit une population chaude (de  $N_2$ ,  $CH_4$  ou  $H_2$ , qui sont les principales sources d'ENAs dans l'exosphère d'après le paragraphe 9.2.3) avec une densité et une température à l'exobase comme paramètres libres. Il s'avère qu'un décalage peut effectivement être introduit par ces populations non thermiques, et que le décalage est proportionnel au flux d'échappement à l'exobase. L'espèce  $N_2$  (majoritaire dans la basse exosphère) est en particulier le meilleur candidat pour ces simulations. Les simulations indiquent alors qu'un flux d'échappement d'environ  $10^{28}$  molécules par seconde permet de reproduire la forme de la courbe de flux mesurés par INCA durant  $T_a$ .

Cependant, un tel échappement atmosphérique n'est pas concevable. En effet, outre le

fait que cela impliquerait un vidage de l'atmosphère de Titan en seulement 100 millions d'années, cette valeur est bien au-dessus de toutes les estimations réalisées auparavant : si l'on ajoute les différents mécanismes étudiés pour la création de populations non thermiques (voir les différentes références dans le chapitre 8), aussi bien par les réactions chimiques, par criblage ou par des ions pickups, l'échappement total peut alors être estimé de l'ordre de  $10^{25-26}$  atomes par seconde. Mais surtout, les résultats récents de *de La Haye et al.* (2007) analysant les profils non thermiques dans l'exosphère de Titan indiquent des flux d'échappement en moyenne bien plus faible que cette valeur ( $10^{22}$  atomes par seconde d'après nos estimations utilisant un modèle moyenné sur les survols  $T_a$  et  $T_b$  dans la partie 8.3).

Par ailleurs, nous pouvons noter que la prise en compte de distributions différentes pour la diffusion angulaire (en changeant par exemple le paramètre  $\sigma$  ou l'angle d'incidence des particules) ne permet en aucun cas, vu les incertitudes sur cette distribution, d'expliquer la divergence observée quant au pic de flux d'ENAs.

### La limite basse d'émission des ENAs

Le second moyen de relever l'altitude du maximum de flux est de déplacer la limite "dure" utilisée dans les simulations. Cette limite est *a priori* située à l'exobase, considérée classiquement comme la limite au-delà de laquelle l'environnement est non collisionnel (le libre parcours moyen est supérieur à la hauteur d'échelle de l'espèce). L'altitude critique est donc en particulier considérée généralement comme la limite basse d'émission des ENAs.

Si l'on place arbitrairement cette limite dure à 1900 km d'altitude (cf. aussi fig. 5 de *Dandouras and Amsif* (1999) sur le libre parcours moyen dans l'exosphère de Titan), donc bien au-dessus de l'exobase, les simulations fournissent des résultats tels que celui de la figure 9.6.

Les courbes continues représentent les flux simulés, avec des conditions ioniques minimales (bleu), moyennes (noir) et maximales (rouge). Ces conditions diverses proviennent de trois profils différents obtenus par ajustement des données de LEMMS (figure 9.2) avec une loi de puissance. Par ailleurs, les courbes en pointillés fournissent les profils mesurés et interpolés depuis l'image 9.1. Les profils simulés sont ici en très bon accord avec les profils mesurés, compte-tenu des incertitudes sur les profils de flux ioniques. L'altitude du maximum de flux est en particulier identique dans les deux cas.

Certes, les flux d'ENAs semblent néanmoins un peu trop forts vers les hautes altitudes de ligne de visée, avec une distribution qui n'est pas assez piquée. Cependant, il s'agit de l'extrémité du champ de vue de l'instrument, où les effets de bord ne permettent pas d'avoir une bonne précision dans les flux imagés. Par ailleurs, nous verrons plus loin que des profils non thermiques dans l'exosphère de Titan permettent d'obtenir une distribution plus "piquée" (partie 11.1.3).

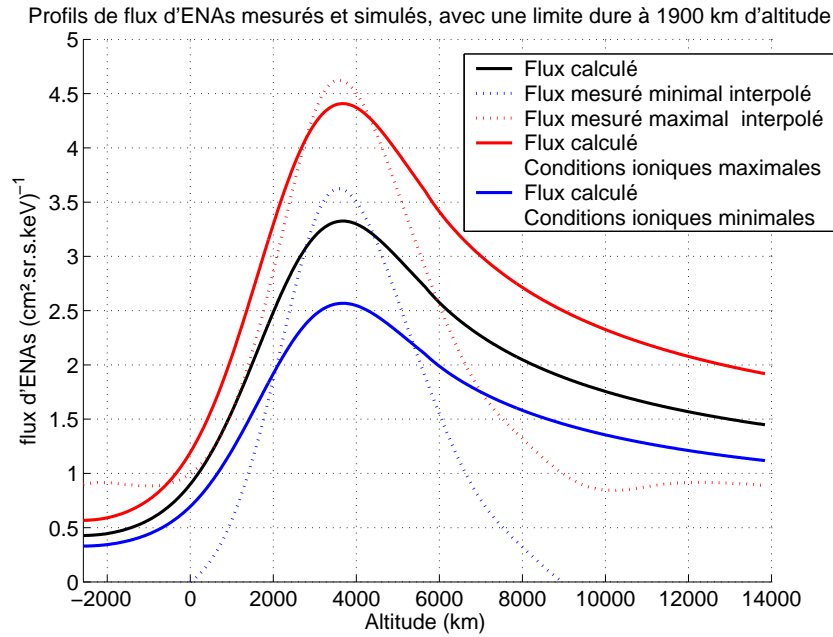


FIG. 9.6 – Flux d'ENAs simulés (en continu) pour une limite dure à 1900 km d'altitude, superposés aux profils mesurés (en pointillés) du survol  $T_a$  (Garnier et al. 2007).

Si ce changement arbitraire de limite dure permet de reproduire les observations, pour quelle raison physique doit-elle être considérée bien au-dessus de l'exobase ?

Plusieurs pistes permettent d'expliquer un éventuel rehaussement de cette limite basse d'émission. Pour répondre à cette question, il est nécessaire d'examiner les différentes étapes de la production d'ENAs et de leur imagerie :

1. pour que les ENAs soient produits à un point donné de l'espace, il faut que soient présents des neutres (ce qui est évidemment le cas dans la basse exosphère de Titan) et des ions parents ; deux effets principaux peuvent causer l'absence d'ions parents :
  - les effets de rayon de giration fini de ces ions, impliquant l'existence d'une zone où ils ne peuvent être présents sous peine d'être absorbés dans la basse atmosphère ; cet effet ne concerne *a priori* qu'un "côté" de l'environnement, mais la prise en compte de trajectoires réalistes des ions, emportés par la corotation du plasma, pourraient induire des changements significatifs
  - le code MHD de Ledvina (2005) simulant l'interaction entre Titan et la magnétosphère kronienne indique que les ions peuvent ne pas rentrer dans les basses couches de l'exosphère, en raison du drapé du champ magnétique autour de Titan : l'augmentation de l'amplitude du champ en amont de Titan peut induire une diminution des rayons de giration des ions lorsque ceux-ci se rapprochent, ce qui peut les empêcher de pénétrer l'atmosphère ; cependant, les simulations hybrides (donc prenant en compte les effets de rayon de giration, contrairement aux modèles MHD) de Modolo and Chanteur (2007) indiquent le contraire, avec la présence d'ions énergétiques jusques très bas dans l'atmosphère (bien en-deçà de l'exo-

base); par ailleurs, les données de LEMMS indiquent des flux importants de protons énergétiques jusqu'à l'altitude minimale des survols (voir figure 9.2 pour le survol  $T_a$ , pour lequel l'altitude minimale est de 1200 km)

2. ensuite, INCA observe des flux significatifs d'ENAs jusques bien en-dessous de l'exobase, mais peut-être subissent-ils des collisions dans la basse exosphère qui impliquent leur absorption sur leur trajet vers l'imageur ?
3. enfin, si les ENAs sont produits et ne sont pas absorbés dans la basse exosphère, il se pourrait également que leurs trajectoires soient telles qu'ils ne puissent arriver jusqu'à l'imageur (du moins dans certaines configurations) ; nous verrons que cette hypothèse est infirmée par les analyses de données (voir partie 12).

Il est donc nécessaire d'approfondir les processus d'absorption des ENAs dans l'atmosphère de Titan, ainsi que les effets de rayon de giration finis des ions (avec des trajectoires ioniques plus réalistes), afin de comprendre la dynamique de ces ENAs et par conséquent les images acquises par l'instrument INCA durant les différents survols.

Il faut également préciser que, au cours de la thèse, la précision des données orbitographiques utilisées par l'équipe MIMI a évolué de manière très significative, si bien que le positionnement des objets célestes dans le champ de vue d'INCA a évolué dans le même temps. Nous verrons plus loin que les dernières données (voir le paragraphe 10.5.3, avec en particulier la figure donnant les données les plus à jour ainsi que les simulations ajustant ces profils), avec un positionnement du champ de vue recalibré, indiquent un pic de flux qui est beaucoup plus proche de l'exobase qu'initialement. Cependant, l'incertitude sur les données ainsi que l'enjeu de la compréhension de la dynamique des ENAs dans l'atmosphère de Titan justifient une étude approfondie des phénomènes d'absorption concernant ces particules.

# Chapitre 10

## La limite d'émission des ENAs

Ce chapitre va permettre de comprendre plus précisément où se situe la limite d'émission des ENAs dans l'atmosphère de Titan, en étudiant les mécanismes principaux à prendre en compte pour ce problème. La première raison d'une telle limite d'émission peut consister en l'impossibilité des ions parents d'explorer certaines zones de l'environnement de Titan. Ensuite, si les ions peuvent être présents, les ENAs produits par échange de charge avec les neutres exosphériques peuvent être "perdus" de deux manières différentes : soit ils sont thermalisés par diverses collisions, soit ils ne sont pas thermalisés mais ils changent d'état de charge, si bien qu'étant des ions ils ne peuvent être imagés par le détecteur d'ENAs. Nous utiliserons en particulier un formalisme analytique développé par *Roelof* (2005), permettant d'obtenir des profils de flux d'ENAs.

Nous nous concentrerons en particulier sur les conditions de survol  $T_a$ , pour lequel les observations ont indiqué une limite d'émission probablement au-dessus de l'exobase.

### 10.1 Effets de rayon de giration fini des ions parents : prise en compte de la corotation

La gamme d'énergie concernée par l'imagerie en ENA avec l'instrument INCA (au-delà de 10 keV), combinée à l'intensité du champ magnétique de Saturne à l'orbite de Titan, impliquent de très grands rayons de giration pour les protons (nous nous concentrons sur les H ENAs). Ainsi, des protons ayant une énergie entre 20 et 50 keV, pour un champ magnétique d'environ 5 nT (qui est une valeur représentative des données de Voyager et Cassini, cf. *Neubauer et al.* (2006)), ont un rayon de giration de l'ordre de ou plus grand que le rayon de Titan (2575 km). Par conséquent, la présence de Titan empêche ces ions de pénétrer certaines régions, en raison de l'ombre induite par les effets de rayon de giration fini (voir partie 4).

Ces effets furent précédemment étudiés par *Dandouras and Amsif* (1999) en considérant des trajectoires circulaires pour les ions parents. Cependant, la corotation du plasma

magnétosphérique autour de Saturne implique des trajectoires plus cycloïdales que circulaires. De telles trajectoires peuvent changer de manière significative l'importance de ces effets de rayon de giration fini.

### 10.1.1 Les trajectoires ioniques cycloïdales

Afin d'analyser l'influence de la corotation sur les effets de rayon de giration fini, nous avons développé des équations simples de trajectoires ioniques, en combinant une giration et une translation (à la vitesse de corotation  $v_c$ ). Ce formalisme sera employé dans cette étude des effets de rayon de giration fini ainsi que dans le paragraphe 10.3 pour simuler la trajectoire des ions de manière plus réaliste qu'avec une trajectoire circulaire.

La vitesse  $v_c$  de corotation du plasma sera considérée aux alentours de 120 km/s, ce qui est conforme aux données de Voyager et de Cassini pour l'environnement de Titan (situé à environ 20 rayons saturniens du corps central), et qui correspond à un coefficient de sous-corotation, par rapport à une corotation rigide, de 60% : *Sittler et al.* (2005) ont trouvé une gamme de vitesse de 80-150 km/s pour la corotation lors du survol par Voyager 1 ; l'analyse des données des instruments de CAPS par *Szego et al.* (2005) et *Hartle and Killen* (2006) ont respectivement établi la vitesse d'écoulement du plasma autour de 110 km/s et entre 120 et 160 km/s. Par ailleurs, la vitesse d'écoulement doit être prise dans le référentiel de Cassini. Cependant, les vitesses de Cassini dans le référentiel de Titan et de Titan dans celui de Saturne sont tous deux du même ordre de grandeur, environ 5 km/s, ce qui est négligeable dans notre cas, en comparaison à la vitesse d'écoulement mesurée et vu les incertitudes sur sa valeur.

Les formules suivantes, permettant de simuler la trajectoire de protons d'énergie  $E$  ayant un angle d'attaque constant, sont issues du transport d'une simple équation de giration (dans le référentiel du champ magnétique supposé constant) dans le référentiel de Titan (considéré comme le même référentiel que celui lié à Cassini et centré sur Titan, conformément aux remarques précédentes), par une translation de vitesse  $v_c$ . Les axes du référentiel utilisé,  $\vec{X}$ ,  $\vec{Z}$  et  $\vec{Y}$ , correspondent respectivement à la direction de la vitesse de corotation  $\vec{v}_c$ , qui est ici censée être perpendiculaire au champ magnétique, à la direction opposée au champ magnétique  $-\vec{B}$ , et finalement  $\vec{Y}$  complète le repère orthonormé.

$$\begin{cases} X(t) = -A * \sin(\omega * t + \phi) - \frac{V_{Y_0}}{\omega} + v_c * t + X_0 \\ Y(t) = A * \cos(\omega * t + \phi) + \frac{V_{X_0}}{\omega} + Y_0 \\ Z(t) = V_{Z_0} * t + Z_0 \end{cases} \quad (10.1)$$

La vitesse angulaire de giration  $\omega$  est définie par  $\omega = \frac{qB}{m}$  ( $q$  et  $m$  sont la charge électrique et la masse) ;  $A$  et  $\phi$  proviennent du système suivant déterminé par les conditions initiales :

$$\begin{cases} A * \sin(\phi) + \frac{V_{Y_0}}{\omega} = 0 \\ A * \cos(\phi) + \frac{V_{X_0}}{\omega} = 0 \end{cases} \quad (10.2)$$

ce qui mène à (avec le signe dépendant de ceux de  $V_{X_0}$  et  $V_{Y_0}$ ) :

$$\begin{cases} A = \pm \frac{1}{\omega} * \sqrt{V_{X_0}^2 + V_{Y_0}^2} \\ \phi = \arctan\left(\frac{V_{Y_0}}{V_{X_0}}\right) \end{cases} \quad (10.3)$$

Le triplet  $(X_0, Y_0, Z_0)$  donne la position initiale dans le repère de Cassini, et  $(V_{X_0}, V_{Y_0}, V_{Z_0})$  donne le vecteur vitesse initial dans le repère du plasma en corotation. Cependant, les énergies qui nous concernent ici sont telles (au-delà de 20 keV), que la vitesse de corotation est négligeable par rapport à celle de giration des ions (il y a un facteur 30 entre la vitesse d'un ion de 50 keV et une particule se déplaçant à 100 km/s). Ainsi, nous ne parlerons désormais que d'une énergie unique  $E$  pour les ions.

La simulation de telles trajectoires cycloïdales amène à des trajectoires quasi-circulaires, mais avec un mouvement combiné de translation vers la partie positive de l'axe  $X$ . Pour des énergies situées entre 20 et 50 keV, et pour  $v_c=120$  km/s, un proton subit ainsi une translation, au bout d'une période de giration, d'environ 1500 km, ce qui n'est pas négligeable en comparaison avec le rayon de giration qui est quant à lui de l'ordre de 4000-6500 km. Nous verrons plus loin un exemple de telles trajectoires (figure 10.8).

### 10.1.2 Considérations géométriques pour les trajectoires des ions

Le but est ici de réaliser une étude similaire à celle de *Dandouras and Amsif* (1999), mais avec des conditions plus réalistes pour les trajectoires ioniques que des trajectoires circulaires, et ce en utilisant le formalisme développé plus haut.

Nous ne considérerons ici, dans nos simulations, que le cas d'ions ayant un angle d'attaque de  $\pi/2$ , qui ont la vitesse perpendiculaire (par rapport au champ magnétique) la plus importante, avec un rayon de giration apparent maximal, et qui donc subiront les effets maximaux de rayon de giration fini. Nous nous placerons donc dans le plan défini par la position en  $Z$  de la sonde Cassini.

L'analyse des données de LEMMS indique cependant des distributions en angle d'attaque quasi-isotropes (voir partie 13). Pour des angles d'attaque autres que  $\pi/2$ , il est évident que les effets de rayon de giration fini seront plus limités, voire inexistantes pour un angle d'attaque nul (ou de  $180^\circ$ ).

Notons par ailleurs que la configuration du champ magnétique est ici simplifiée, avec un champ homogène impliquant l'absence d'effets induits par le drapé du champ magnétique autour de Titan (drapé analysé par *Backes et al.* (2005)). Si ces effets sont bien réels, y compris pour les ions énergétiques (voir les simulations issues du code hybride de *Modolo* (2004), dans la partie 13.3), ils n'en sont pas moins insuffisants pour changer de manière



importante les trajectoires ioniques à l'échelle d'une giration. C'est pourquoi, dans une première approche, une estimation correcte des effets de rayon de giration fini des ions parents peut être obtenue avec une configuration simplifiée du champ magnétique.

Le principe de l'analyse des effets de rayon de giration fini consiste à trouver les conditions, avec le formalisme introduit précédemment, qui permettent à un ion d'avoir une trajectoire tangente à l'exobase (considérée comme limite en-deçà de laquelle un ion est absorbé) à un instant  $t_1$  et ensuite de subir une collision avec un neutre à un instant ultérieur  $t_2$ , avec un vecteur vitesse tel que le nouvel ENA ira ensuite être détecté par l'imageur de neutres, sans intersecter l'exobase à aucun moment. Ce principe permet de trouver la frontière de l'ombre induite pour les ions parents par ces effets de rayon de giration fini.

Des calculs simples amènent à un système d'équations non linéaires (voir annexe B pour le développement et la démarche utilisée), que l'on peut résoudre à l'aide du logiciel de calcul mathématique Maple. On en déduit l'expression de la position de l'ion à l'instant  $t_2$  pour une ligne de visée donnée, ce qui permet, en considérant une large gamme de lignes de visée, d'obtenir la frontière des effets de rayon de giration fini pour les ions parents.

Un exemple de résultat est montré sur la figure 10.1, pour une énergie de 50 keV et une position satellite définie par  $[X_{sat}, Y_{sat}, Z_{sat}] = [8000 \text{ km} + R_T, 0, 0]$ . Le point vert y désigne la position de l'imageur à bord de Cassini, et les courbes bleu/jaune donnent les limites de l'ombre induite pour des valeurs de la vitesse de corotation respectivement de  $v_c = 120 \text{ km/s}$  et  $v_c = 0 \text{ km/s}$  (ce cas-ci correspondant à des trajectoires circulaires). L'aire en pointillés bleus indique la zone régie par les effets de rayons de giration fini pour des ions ayant une trajectoire cycloïdale.

Cette configuration montre l'importance de l'ombre induite pour les ions parents, avec une extension jusques  $5.5R_T$  de distance. Globalement, l'ombre est similaire à celle obtenue pour des trajectoires circulaires, même si elle est bien plus étendue avec des trajectoires cycloïdales (l'ombre s'étend sur  $0.5R_T$  de plus le long de l'axe X, soit près de 1300 km). Nous obtenons ainsi l'asymétrie "gauche/droite" attendue pour n'importe quelle position du satellite Cassini.

Si nous essayons diverses positions de l'imageur (dans le plan X-Y, mais aussi selon l'axe Z), ou également diverses valeurs d'énergie ou de vitesse de corotation du plasma, nous pouvons en tirer quelques conclusions. Tout d'abord, l'ombre induit systématiquement une asymétrie "gauche/droite". Ensuite, l'importance des effets de rayon de giration augmentent avec l'énergie (puisque les rayons de giration augmentent dans le même temps), diminuent lorsque l'on se place dans un plan défini par un  $Z_{sat}$  non nul (car l'exobase apparente est maximale à  $Z_{sat} = 0$ ), mais ils peuvent croître ou décroître lorsque l'on augmente la vitesse  $v_c$  : ils croissent pour un imageur positionné pour un triplet ( $X_{sat} = 0, Y_{sat} > 0, Z_{sat} = 0$ ), mais décroissent pour un triplet ( $X_{sat} = 0, Y_{sat} < 0, Z_{sat} = 0$ ) (la frontière des effets de rayon de giration est alors aplatie en raison de la forme de la tra-

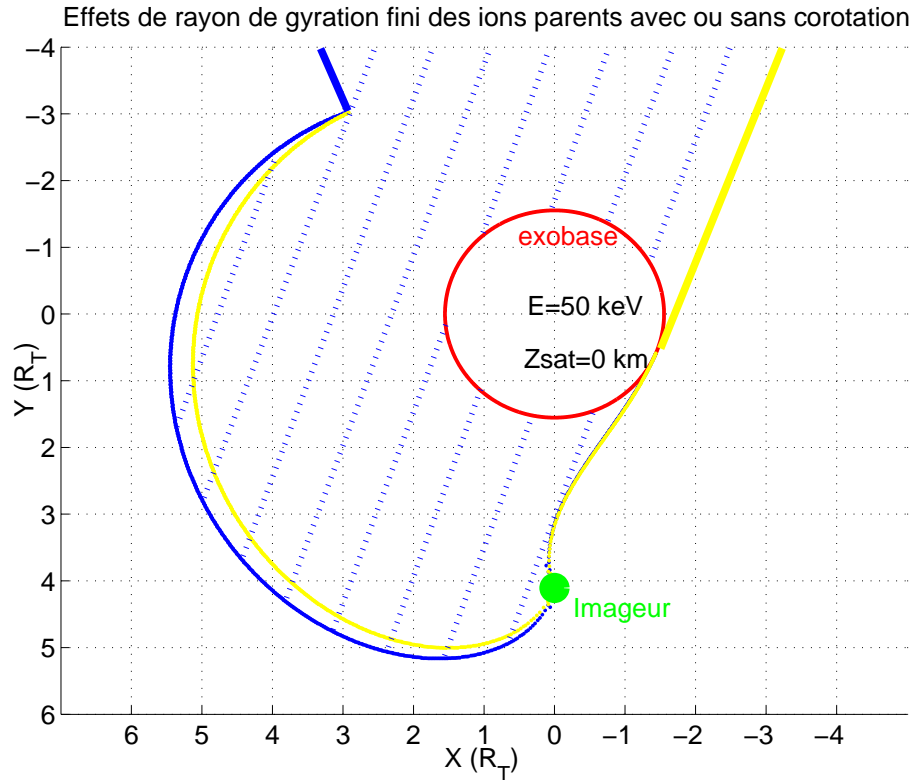


FIG. 10.1 – Effets de rayon de gyration fini des ions parents, dans un plan X-Y, pour des protons avec  $90^\circ$  d'angle d'attaque, avec  $B = 5$  nT et  $E = 50$  keV.

jectoire cycloïdale). Enfin, la limite de ces effets peut devenir complexe près d'un satellite se trouvant proche de Titan (ce qui est le cas dans la figure 10.1). La frontière intersecte en effet la position du satellite, et peut éventuellement quasiment l'envelopper. Cette situation se produit lorsqu'il n'y pas assez de distance entre le satellite et Titan pour qu'un ion puisse se déplacer librement entre les deux (soit pour une distance pour le satellite de l'ordre du diamètre de gyration de l'ion, selon la configuration).

L'utilisation de trajectoires cycloïdales au lieu de trajectoires circulaires ne change certes pas l'influence qualitative sur les effets de rayon de gyration fini, mais il peut induire des changements quantitatifs importants ainsi qu'introduire des asymétries entre différentes positions de l'imageur.

En outre, il est possible de montrer que dans certaines conditions, de tels ions peuvent passer "à travers" la coquille exosphérique, même avec  $90^\circ$  d'angle d'attaque et sans jamais la pénétrer. Cela peut être le cas, en particulier, loin de l'équateur (donc pour des valeurs de  $Z$  importantes), où la section de l'exobase (par un plan X-Y parallèle à l'équateur) est plus faible. Un rapide calcul permet de fixer la valeur limite en  $Z$  permettant ce type de trajectoires (pour  $90^\circ$  d'angle d'attaque) :  $Z > Z_{lim} = \sqrt{H_c^2 - (V_c * 2\pi/w)^2}/4 \approx R_T/2$  pour  $B = 5$  nT et une exobase à  $H_c = 1425$  km d'altitude (comme indiqué par INMS, voir partie II). Cependant, les calculs sont ici plus complexes avec l'apparition de discontinuités numériques qui ne permettent pas de fournir de frontière simple pour

l'influence de ces effets.

L'imagerie de l'environnement de Titan par l'instrument INCA indique clairement de tels effets de rayon de giration pour le survol  $T_a$ , et semble l'indiquer pour tous les autres survols (voir chapitre 14.4). En outre, nous pouvons confirmer (comme indiqué par *Garnier et al.* (2007)), que les effets de rayon de giration fini des ions parents n'induisent aucune perte spécifique d'ENAs dans la partie "droite" de l'image prise par INCA durant le survol  $T_a$  (figure 9.1). Cependant, les conséquences quantitatives sont en général plus réduites que dans la figure 10.1, qui considère une condition extrême avec un angle d'attaque de  $90^\circ$  et l'énergie maximale de la gamme d'énergie des images d'INCA, alors que d'autres angles d'attaque, tout aussi présents d'après l'analyse des données de LEMMS (partie 13) induisent nécessairement des effets plus réduits (puisque le rayon de giration est réduit). Par ailleurs, les trajectoires des ions sont ici simplifiées, et ne représentent pas manière exacte les trajectoires réelles, qui, en outre, sont altérées par le drapé du champ magnétique autour de Titan. Enfin, nous savons également que la corotation du plasma est dynamique, avec une vitesse probablement variable, et surtout une direction incidente fluctuante selon la position dans la magnétosphère (avec par exemple, durant le survol  $T_9$  du 26 décembre 2005, une déflexion de  $65^\circ$  par rapport à la corotation idéale estimée par *Cravry et al.* (2006) avec les données de CAPS).

Enfin, il est à noter que cette étude des effets de rayon de giration fini a amené à transformer notre modèle de calcul de flux d'ENAs à une dimension en modèle complet à deux dimensions. Il s'agissait en effet, jusqu'ici, d'un modèle à une dimension auquel on appliquait des effets de rayon de giration fini simplifiés (voir le chapitre 9) par l'utilisation de simples facteurs multiplicatifs. La prise en compte interne de ces effets en utilisant notre étude plus réaliste en font désormais un véritable modèle à deux dimensions.

## 10.2 Processus d'ionisation des ENAs

Cette section est dédiée à l'analyse des différents mécanismes d'absorption des ENAs par ionisation. Cette étude des processus d'ionisation permettra de mettre en évidence les principales réactions concernant les H ENAs, et donc par la suite d'en déduire dans quelle mesure ces processus thermalisent les ENAs.

Les principaux mécanismes susceptibles d'ioniser ces particules sont *a priori* :

- l'ionisation par impact électronique des électrons ionosphériques ou magnétosphériques
- la photoionisation par le rayonnement solaire
- les collisions avec les ions, soit de l'ionosphère soit de la magnétosphère, par réaction d'échange de charge : compte tenu de la vitesse relative, seuls des échanges de charges sont susceptibles d'avoir lieu (*Dutuit*, communication privée)
- les collisions avec les neutres de l'environnement de Titan, là encore par réactions d'échange de charge (qui produisent des ions positifs ou négatifs)

### 10.2.1 Probabilité d'ionisation : définition de l'épaisseur optique

La démarche adoptée pour l'analyse des processus d'ionisation des ENAs est de calculer la probabilité de collision, en fonction du paramètre d'impact des lignes de visée, afin de déterminer si l'exobase est réellement la limite entre les parties optiquement fine et dense de l'atmosphère de Titan pour l'imagerie en ENAs. Nous nous attacherons plus précisément à déterminer l'altitude maximale de cette limite, par la prise en compte des conditions les plus contraignantes pour l'absorption des ENAs.

Au lieu de développer un code complet des processus d'absorption, nous allons ici utiliser une analyse simple, en calculant l'épaisseur optique  $\tau$  des ENAs par rapport aux processus d'ionisation.

L'épaisseur optique donne le nombre statistique de collisions, cumulé le long d'une trajectoire  $\Gamma_p$ , par l'intégration de l'inverse du libre parcours moyen  $\lambda$  le long de cette trajectoire :

$$\tau(p, E) = \int_{\Gamma_p} \frac{ds}{\lambda(s, E)} = \int_{\Gamma_p} (n(s) * \sigma(E)) ds \quad (10.4)$$

L'épaisseur optique est calculée pour une trajectoire de l'ENA définie par la position de l'imageur, un paramètre d'impact  $p$  et une énergie  $E$  (correspondant à la vitesse relative entre le H ENA et la particule avec laquelle la collision a lieu).  $\sigma$  (en  $\text{cm}^2$ ) est la section efficace, à l'énergie  $E$ , pour la collision étudiée, et  $n$  donne la densité (en  $\text{cm}^{-3}$ ), au point local d'intégration (de coordonnée curviligne  $s$ ), des particules collisionnant avec l'ENA.

### 10.2.2 Ionisation par impact électronique des H ENAs

Le premier mécanisme étudié est l'ionisation par impact électronique, dû à la présence de populations électroniques thermiques de l'ionosphère et d'électrons énergétiques du plasma en corotation interagissant avec l'atmosphère de Titan :



En ce qui concerne les densités d'électrons ionosphériques, nous considérons les données acquises par la sonde de Langmuir de l'instrument RPWS durant le premier survol de Titan  $T_a$  (*Wahlund et al. (2005)*; *Wahlund*, communication privée). Les segments entrant/sortant du survol ont été pris en compte séparément.

Le calcul de l'épaisseur optique pour l'ionisation par impact électronique avec les électrons ionosphériques a nécessité de faire l'hypothèse d'une densité électronique constante au-delà de la limite en altitude des données (nous ne connaissons pas les densités électroniques au-delà des limites de l'instrument RPWS, qui a fourni des données jusques  $\sim 5000$  km d'altitude seulement), afin de pouvoir intégrer l'épaisseur optique le long des lignes de

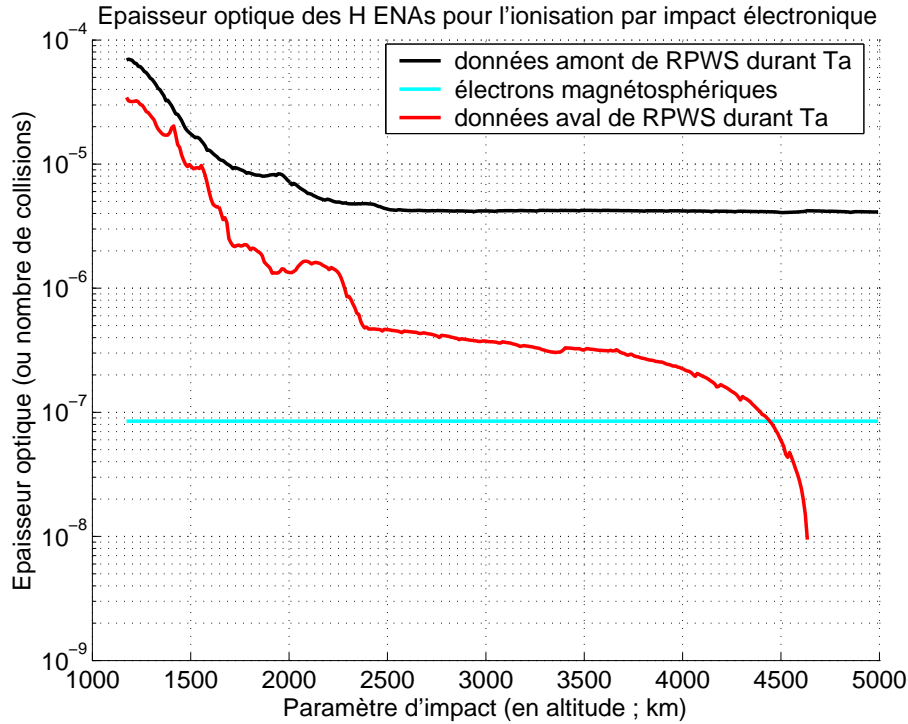


FIG. 10.2 – Epaisseur optique des H ENAs pour l'ionisation par impact électronique, dans le cas d'électrons ionosphériques ou magnétosphériques, en fonction du paramètre d'impact des lignes de visée de l'imageur d'ENAs.

visée. Cette hypothèse amène à des valeurs maximales pour  $\tau$ , puisque les densités ionosphériques décroissent avec l'altitude.

La composante électronique magnétosphérique est ici quant à elle considérée comme une population d'électrons d'énergie  $E = 200$  eV, avec une densité totale d'environ  $0.3 \text{ cm}^{-3}$  (déduite des observations de Voyager dans *Neubauer et al.* (1984)).

Les sections efficaces utilisées pour le calcul de l'épaisseur optique des H ENAs pour l'ionisation par impact électronique proviennent de la base de données en ligne du NIST (<http://www.nist.gov>), où la gamme d'énergie disponible est de 15 eV à 4 keV (avec une section efficace maximale pour  $E \sim 50$  eV). Par ailleurs, les électrons de 15 eV ont une vitesse comparable à celle des H ENAs de 20-50 keV. L'énergie à considérer pour l'interaction entre les électrons ionosphériques ( $< 10$  eV essentiellement) ou magnétosphériques ( $\sim 200$  eV) et les H ENAs de 20-50 keV est donc au maximum 200 eV. Pour considérer là encore une condition maximale d'absorption, nous avons pris la plus grande section efficace d'interaction (pour  $E \sim 50$  eV). Parmi les différentes sources, la plus récente et la plus représentative de la littérature provient des résultats de modélisation de *Kim and Rudd* (1994). La section efficace donnée pour 50 eV y est d'environ de  $0.65 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ .

Nous pouvons désormais calculer l'épaisseur optique, pour un imageur situé à  $4R_T$  de Titan (une symétrie sphérique est supposée), soit une position de Cassini analogue à celle de l'image 9.1 durant  $T_a$ .

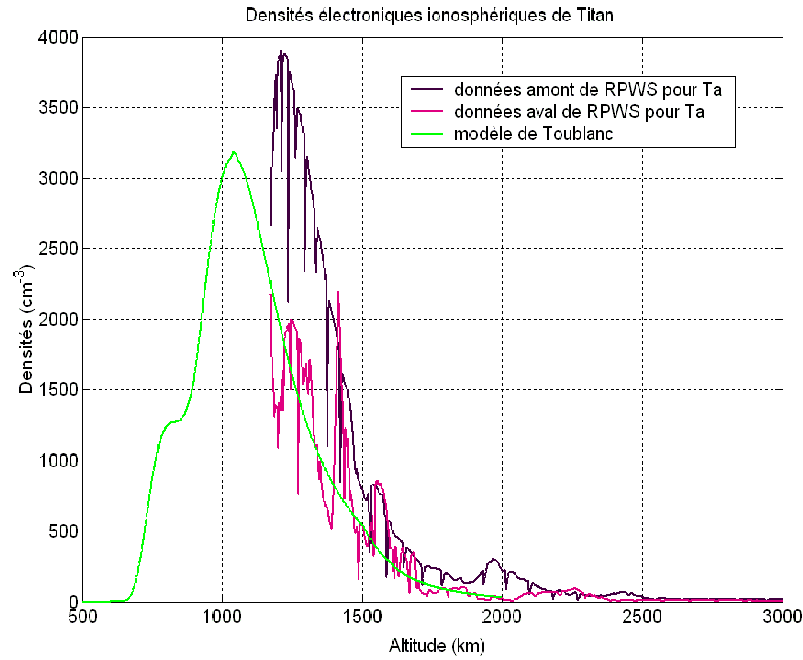


FIG. 10.3 – Comparaison entre les profils de densités électroniques mesurés par RPWS durant le survol  $T_a$  et celui issu du modèle atmosphérique de Toubanc (version adaptée depuis *Toubanc et al.* (1995)).

La figure 10.2 donne le résultat de ce calcul, avec l'épaisseur optique  $\tau$  calculée pour des paramètres d'impact depuis 1170 km (plus basse altitude atteinte par Cassini durant  $T_a$ ) jusqu'à environ 5000 km d'altitude, en prenant en compte les densités d'électrons ionosphériques (avec les parties entrante/sortante du survol) et magnétosphériques. Il apparaît clairement qu'un ENA ne subira statistiquement aucun impact électronique ( $\tau_{max} \approx 0.0001$ ), d'autant plus que nous avons considéré ici des conditions maximales d'absorption pour la simulation. Certes, les densités électroniques magnétosphériques peuvent être largement variables dans l'environnement de Titan, mais ces populations ne peuvent pas jouer un rôle dans l'absorption des ENAs près de l'exobase : il y a au minimum un facteur  $10^7$  pour la composante magnétosphérique, et  $10^5$  pour les électrons ionosphériques.

Par ailleurs, on peut comparer les densités électroniques obtenues par la sonde Langmuir durant le survol  $T_a$  et celles issues du modèle atmosphérique de Toubanc (Toubanc, communication privée). La figure 10.3 montre cette comparaison, avec des profils très similaires entre le modèle et les mesures, en particulier pour les données du segment sortant du survol  $T_a$  (les conditions d'éclairement solaire étant proches entre le modèle et la partie sortante du survol). Mais surtout, le profil très lisse issu du modèle, en comparaison aux profils mesurés, pourrait impliquer la nécessité de diminuer le rôle du transport dans l'atmosphère de Titan.

### 10.2.3 Photoionisation d'H ENAs

Les ENAs peuvent également subir une photoionisation par les UV solaires et être ainsi perdus pour l'imagerie en ENAs, par une réaction du type :



Ainsi, nous allons ici calculer l'épaisseur optique  $\tau$  à partir de l'équation 10.4, avec dans ce cas :

- $n(s, \lambda)$  pour la "densité" de photons ( $\text{cm}^{-3}$ ) au point d'abscisse curviligne  $s$  et pour une longueur d'onde  $\lambda$
- $\sigma(\lambda)$  ( $\text{cm}^2$ ) donne la section efficace de photoabsorption d'atomes H par les flux solaires de longueur d'onde  $\lambda$

La théorie du transfert radiatif (*Rybicki and Lightman* 1979) fournit des relations entre le flux de radiations et la densité volumique d'énergie, ce qui permet ensuite d'en déduire la relation suivante donnant la densité de photons  $n_{photons}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) en fonction du flux solaire  $F$  (en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) :

$$n_{photons} = \frac{F}{c} \quad (10.7)$$

où  $c$  est la célérité ( $c \approx 3 * 10^8$  m/s) et  $F$  est donné pour un point d'altitude  $z$ , un angle solaire zénithal  $\chi$  et une longueur d'onde  $\lambda$ , par (*Kivelson and Russel* (1995) ; *Schunk and Nagy* (2000)) :

$$F(z, \lambda, \chi) = F_{\infty}(\lambda) * e^{-\int_{\infty}^z \sum_k n_k(z) \sigma_k^a(\lambda) ds_{\lambda}} \quad (10.8)$$

où  $F_{\infty}$  est le flux de photons non atténué (donc pour  $\chi = 0$  et  $z = \infty$ ),  $n_k(z)$  la densité ( $\text{cm}^{-3}$ ) de l'espèce neutre  $k$ ,  $\sigma_k^a$  la section efficace de photoabsorption ( $\text{cm}^2$ ) de l'espèce  $k$ , et  $ds_{\lambda}$  la longueur infinitésimale le long de la direction des photons (puisque le terme d'atténuation est intégré le long de la direction des photons).

Les densités de neutres proviennent du modèle d'exosphère adapté au survol Ta (*Garnier et al.* (2007) ; figure 7.1) en accord avec les données d'INMS et le modèle de *Vervack et al.* (2004). Les sections efficaces de photoabsorption pour les espèces neutres considérées ( $H_2$ ,  $H$ ,  $N_2$  and  $CH_4$ ) sont issues de *Schunk and Nagy* (2000).

Le flux solaire non atténué au niveau de l'orbite terrestre  $F_{\infty Earth}$  est calculé à partir du modèle de flux solaire EUVAC (voir *Schunk and Nagy* (2000)) :

$$F_{\infty Earth}(\lambda) = F_{74113i}(\lambda) * (1 + A_i(\lambda)(P - 80)) \quad (10.9)$$

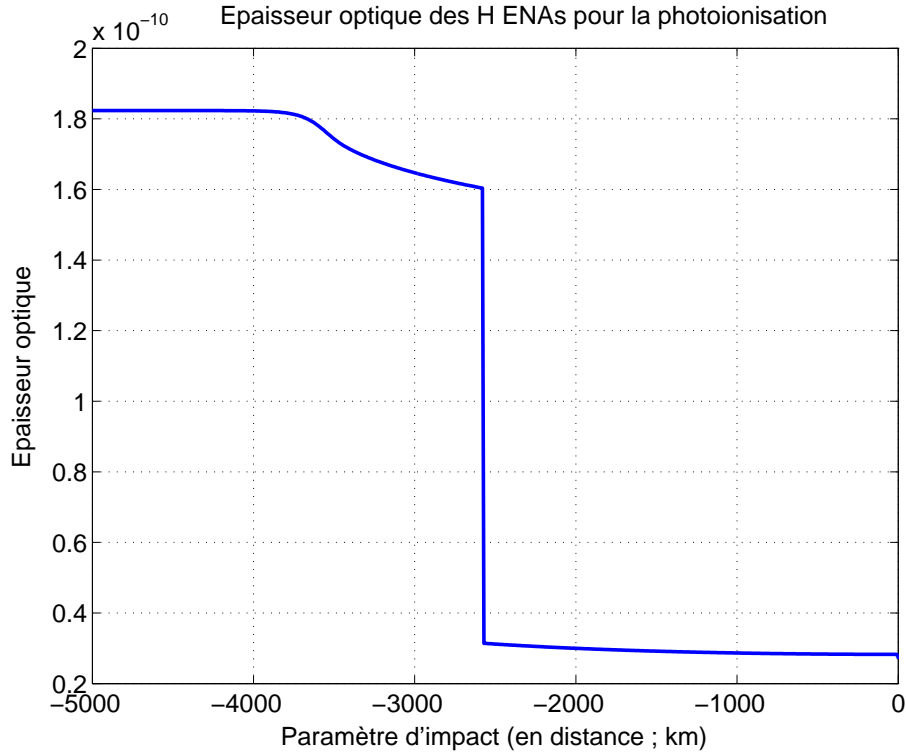


FIG. 10.4 – Epaisseur optique des H ENAs pour la photoionisation. Voir le texte pour plus de détails.

où  $F_{74113_i}(\lambda)$  et  $A_i(\lambda)$  sont donnés par *Schunk and Nagy* (2000) et :

$$P = \frac{F_{10.7+} < F_{10.7} >}{2} \quad (10.10)$$

où  $F_{10.7}$  est le flux solaire radio à 10.7 cm (pris à sa valeur lors du survol Ta, le 26 octobre 2004) et  $< F_{10.7} >$  est sa valeur moyennée sur 81 jours autour de la date concernée (voir les données en ligne du site [http : //www.drao – ofr.hia – ihh.nrc – cnrc.gc.ca/icarus/www/sol\\_home.html](http://www.drao-ofr.hia-ihh.nrc-cnrc.gc.ca/icarus/www/sol_home.html))).

Nous en déduisons ensuite le flux non atténué à l'orbite de Titan :  $F_{\infty} \approx \frac{F_{\infty Earth}}{100}$  (puisque Titan est à  $\approx 10$  UA du Soleil).

Le calcul des équations 10.7 et 10.8 à chaque point d'intégration de l'équation 10.4 permet d'en déduire l'épaisseur optique des H ENAs pour la photoionisation, pour une fourchette de lignes de visée de l'imageur. La figure 10.4 montre le résultat obtenu pour un imageur situé en ( $Y_{Sat} = 8000$  km d'altitude,  $X_{Sat} = Z_{Sat} = 0$ ) dans le repère SSO centré sur Titan. Le calcul est réalisé pour des paramètres d'impact entre 0 (vers le centre de Titan) et -5000 km (pratiquement une ligne de visée vers le Soleil). Comme attendu, l'épaisseur optique diminue pour des lignes de visée se rapprochant du nadir, où l'atmosphère dense atténue le rayonnement, avec notamment une discontinuité à  $p = -R_T$  liée à la présence de Titan.

Cependant, l'épaisseur optique maximale pour la photoionisation obtenue est très



faible ( $\tau_{max} \approx 1.8 * 10^{-10}$ ), et pratiquement six ordres de grandeur inférieure à l'épaisseur optique due à l'impact électronique. La photoionisation par le rayonnement solaire ne joue donc aucun rôle dans l'absorption des ENAs.

#### 10.2.4 Les collisions entre ions et H ENAs

Le troisième mécanisme susceptible d'ioniser les ENAs consiste en la collision entre ces ENAs et les ions présents, ionosphériques et magnétosphériques. Il s'agit nécessairement, compte tenu des énergies considérées, de réactions d'échange de charge (comme précisé plus haut) :



Le calcul de l'épaisseur optique à partir de l'équation 4 nécessite ici la connaissance des densités ioniques et des sections efficaces d'interaction. Les densités magnétosphériques sont issues des données de Voyager dans la région de Titan (*Krimigis et al.* 1983), qui établissent la coexistence de deux populations de protons  $H^+$  ( $T_{H_1^+} = 210$  eV,  $n_{H_1^+} = 0.1$  cm<sup>-3</sup>;  $T_{H_2^+} = 30$  keV,  $n_{H_2^+} = 1.5 * 10^{-3}$  cm<sup>-3</sup>) et d'une composante en  $O^+$  ( $T_{O^+} = 2.9$  keV,  $n_{O^+} = 0.2$  cm<sup>-3</sup>). Dans la mesure où nous cherchons des valeurs limites supérieures pour l'absorption des ENAs, nous allons supposer ici que ces densités sont constantes depuis la surface de Titan, ce qui n'est cependant pas physique, du moins en-dessous de l'exobase (mais cela n'a aucune conséquence, voir plus bas).

Les densités ionosphériques sont obtenues par prolongement, à l'aide du formalisme de *Chamberlain and Hunten* (1987), des densités ioniques du modèle de Toublanc (version adaptée depuis *Toublanc et al.* (1995)). Nous avons considéré ici des conditions à l'exobase similaires pour les ions et les neutres ( $H_c = 1425$  km et  $T_c = 148.5$  K pour le survol  $T_a$ ), même si la température ionique peut être bien supérieure à l'exobase (*Ma et al.* (2006); voir plus loin pour les conséquences de conditions de température ionique extrême).

Les densités ionosphériques et magnétosphériques sont superposées dans la figure 10.5, où l'on remarque que les espèces ioniques (principalement  $C_3H_5^+$ ,  $HCNH^+$ ,  $C_2H_5^+$  puis  $CH_5^+$  ou  $CH_3^+$ ) sont majoritaires devant les populations magnétosphériques jusques 2500-3000 km d'altitude, donc bien au-delà de l'exobase.

Malheureusement, les sections efficaces d'échange de charge entre ces ions et des atomes d'hydrogène sont, pour la plupart (excepté entre  $H^+ / O^+$  et  $H$ ; *McClure* (1966)/*Phaneuf et al.* (1978)), inconnues à des énergies si importantes. Nous avons donc supposé, afin de prendre des conditions hautes pour l'absorption, que les sections efficaces étaient de l'ordre de  $\sigma_{max} = 10^{-14}$  cm<sup>2</sup>, ce qui constitue une valeur maximale pour la plupart des sections efficaces d'échange de charge connues pour des énergies de 20-50 keV.

Le résultat obtenu peut être visualisé sur la figure 10.6, avec l'épaisseur optique des H ENAs face aux collisions avec les ions ionosphériques et magnétosphériques, pour des paramètres d'impact entre 800 (limite inférieure du modèle ionosphérique de Toublanc)

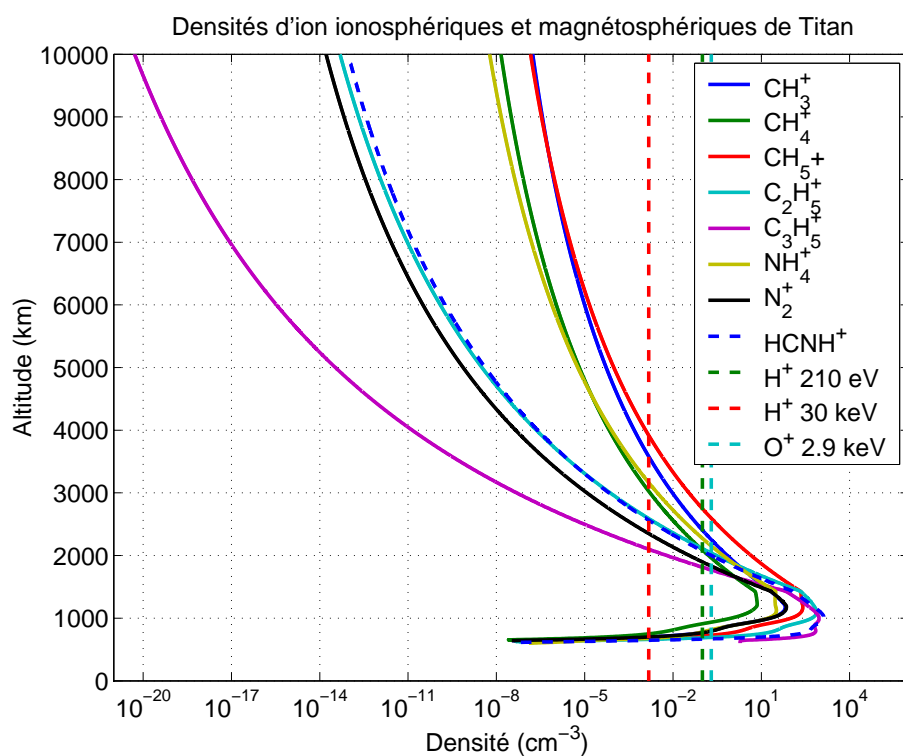


FIG. 10.5 – Densités d'ions d'origine ionosphérique ou magnétosphérique de Titan, en fonction de l'altitude.

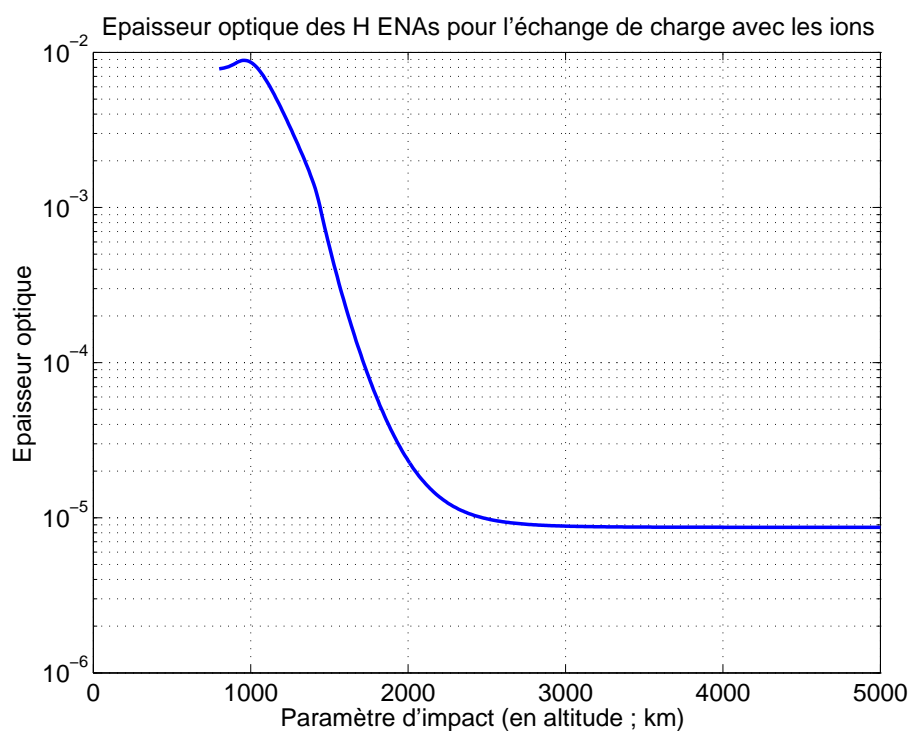


FIG. 10.6 – Epaisseur optique des H ENAs pour les collisions avec les ions d'origine ionosphérique et magnétosphérique.

et 5000 km d'altitude. La position de l'imageur est à environ 8000 km d'altitude (la symétrie radiale permet de ne considérer que l'altitude de la sonde). L'épaisseur optique maximale ( $\tau_{max} \approx 9 * 10^{-3}$ ; ou  $\tau_{max} \approx 1.2 * 10^{-2}$  pour une température ionique extrême à l'exobase de 10000 K) indique que l'atmosphère de Titan, même pour des paramètres d'impact largement en-dessous de l'exobase, est optiquement fine en ce qui concerne les collisions entre H ENAs et ions. En outre, nous avons pris des conditions hautes pour les sections efficaces (sachant que certaines réactions pourraient même ne pas être possibles). Les réactions d'échange de charge avec les ions ne constituent donc certainement pas une perte substantielle d'ENAs.

### 10.2.5 Les collisions entre neutres et H ENAs

Le dernier mécanisme d'ionisation qui peut concerner les ENAs est les collisions (par échange de charge là encore) avec les neutres atmosphériques de Titan, collisions qui résultent en une ionisation des ENAs :



Les densités de neutres utilisées pour calculer l'épaisseur optique proviennent à nouveau du modèle adapté au survol  $T_a$  (Garnier *et al.* (2007), voir figure 7.1) pour l'exosphère et des densités du modèle de Toublanc en-dessous de l'exobase, et ce pour les cinq espèces principales à haute altitude :  $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $H_2$ ,  $H$  et  $N(4S)$ .

Les sections efficaces d'échange de charge (pour des énergies relatives de 20-50 keV) proviennent quant à elles de différentes références (voir annexes A.2) :

- $N_2 + H$  et  $H_2 + H$  : Toburen *et al.* (1968); Hsieh, communication privée (2005)
- $CH_4 + H$  : Eliot (1977); Hsieh, communication privée (2005)
- $H + H$  et  $N + H$  : Barnett and Reynolds (1958)

La figure 10.7 fournit le profil de l'épaisseur optique, pour un H ENA d'énergie  $E = 50$  keV et pour des lignes de visée de paramètre d'impact entre 800 km et 15000 km d'altitude. L'imageur est à nouveau autour de 8000 km d'altitude (situation similaires à celle ayant fourni l'image 9.1). Le nombre statistique de collisions avec les neutres exosphériques décroît de 4000 vers  $p = 800$  km d'altitude à environ  $10^{-3}$  pour  $p = 15000$  km d'altitude. La limite entre les parties optiquement fine et dense de l'atmosphère (où il y a statistiquement une collision,  $\tau = 1$ ) se situe ici à  $p \approx 1525$  km, c'est-à-dire un peu au-dessus de l'exobase (d'altitude  $H_c = 1425$  km). Ce résultat est très cohérent avec le libre parcours moyen des ENAs, lié à l'ionisation par collisions avec les neutres exosphériques, calculé par Dandouras and Amsif (1999).

La limite où  $\tau = 1$  varie entre 1500 et 1550 km d'altitude, selon l'énergie considérée et la référence utilisée pour les sections efficaces. En outre, l'épaisseur optique passe de 10 à 0.1 entre  $p = 1300$  et 1850 km d'altitude.

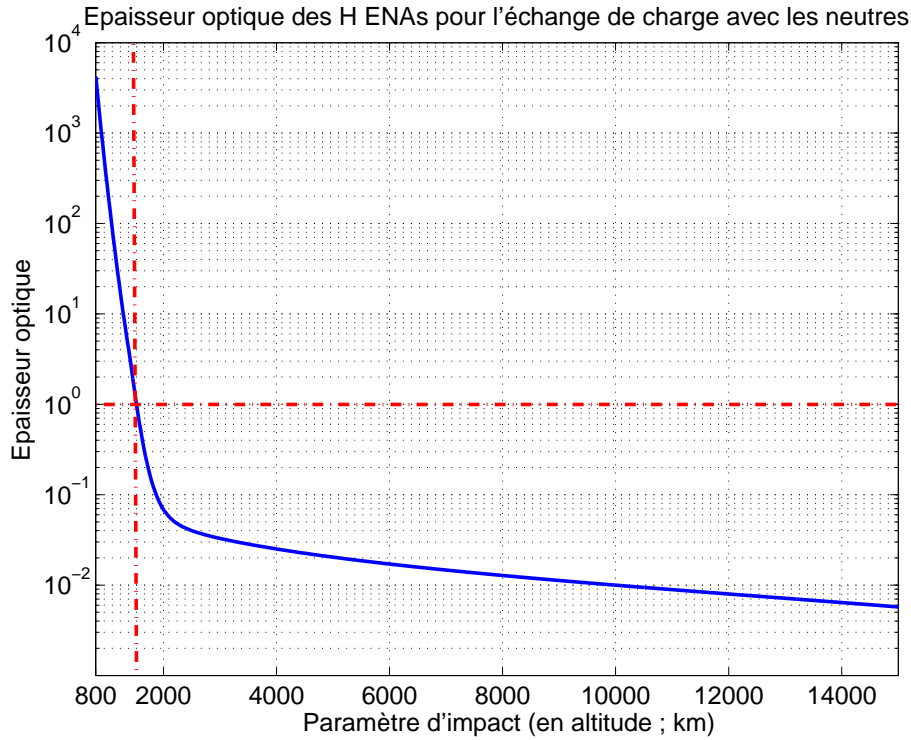


FIG. 10.7 – Epaisseur optique des H ENAs pour les collisions, par échange de charge, avec les neutres atmosphériques.

Ainsi, les réactions d'échange de charge entre les H ENAs et les neutres exosphériques constituent le processus d'absorption principal pour les ENAs dans l'atmosphère de Titan. Cependant, un H ENA subit statistiquement au moins une collision dès  $p = 1550$  km d'altitude, si bien qu'une limite d'émission autour de 1800-2000 km d'altitude n'est pas *a priori* envisageable. Cette limite devrait se situer dans la région où le nombre de collisions est entre 1 et 10, d'autant plus que nous devons prendre en compte la possibilité que les ENAs ionisés ne soient pas définitivement perdus, puisqu'ils peuvent être reneutralisés. Par ailleurs, des tests montrent que seules des densités à l'exobase multipliées par 10 permettraient d'obtenir une épaisseur optique autour de 1 pour  $p = 1800 - 2000$  km d'altitude.

### 10.3 Reneutralisation des H ENAs ionisés

L'étude des processus d'ionisation des H ENAs a mis en évidence que les collisions avec les neutres, par réaction d'échange de charge, pouvaient induire une absorption importante de ces particules. Mais ces ENAs sont-ils réellement perdus ?

Nous allons développer ici une analyse similaire de la reneutralisation des ENAs nouvellement ionisés, par échange de charge avec les neutres exosphériques (qui est le seul mécanisme susceptible de transformer ces ions en ENAs). Nous allons ainsi calculer le nombre de collisions subies par ces ions, en calculant l'épaisseur optique  $\tau$  de protons  $H^+$

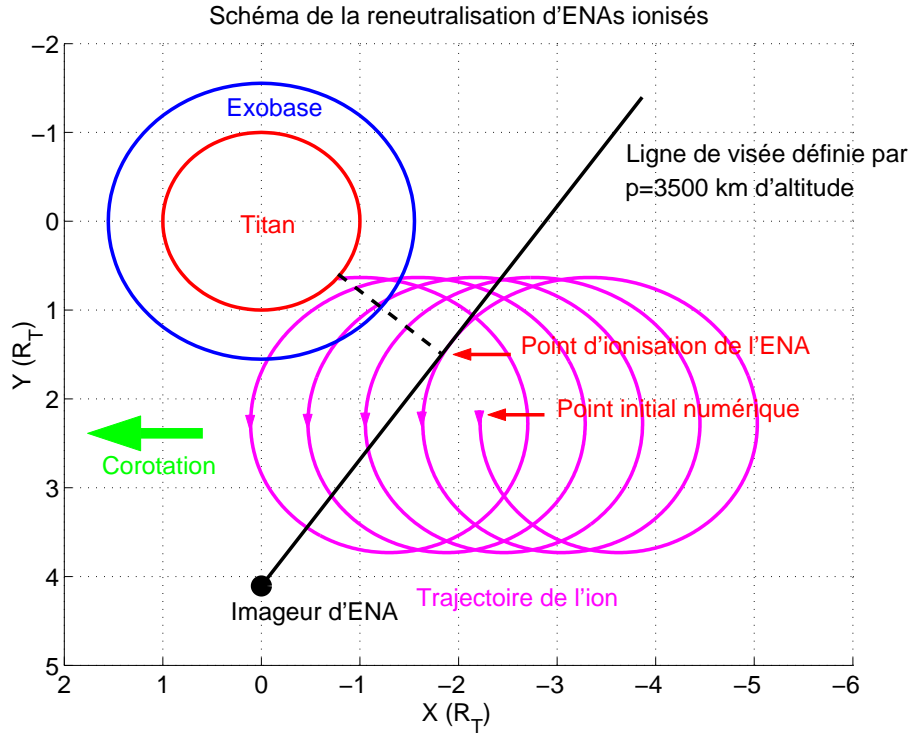


FIG. 10.8 – Principe de l’analyse de la neutralisation des ENAs ionisés. Voir le texte pour plus de détails.

(de même énergie que celle des ENAs considérés : 20-50 keV) pour l’échange de charge avec les neutres, mais cette fois-ci non plus le long d’une ligne de visée, mais le long de la trajectoire cycloïdale de l’ion  $\Gamma_p$  depuis le point d’ionisation :

$$\tau(p, E) = \int_{\Gamma_p} \frac{ds}{\lambda(s, E)} = \sum_k \int_{\Gamma_p} (n_k(s) * \sigma_k(E)) \frac{ds}{dt} * dt \quad (10.13)$$

avec :

$$s(t) = \int_{t_0}^t \sqrt{V_x^2(r) + V_y^2(r)} dr \quad (10.14)$$

où  $p$  est le paramètre d’impact de la ligne de visée considérée,  $E$  l’énergie de l’ENA,  $n_k$  la densité ( $\text{cm}^{-3}$ ) de l’espèce neutre  $k$ ,  $\sigma_k$  la section efficace d’échange de charge entre les protons et l’espèce neutre  $k$ , et  $V_x/V_y$  sont les composantes du vecteur vitesse (dans le plan équatorial X-Y, dans le repère orthonormé décrit dans la section 10.1.1).

La schéma 10.8 montre le principe de nos simulations, avec des trajectoires cycloïdales pour les ENAs nouvellement ionisés (avec le formalisme et les paramètres définis précédemment dans la section 10.1.1). Nous considérons une ligne de visée pour l’imageur d’ENAs, définie par un paramètre d’impact  $p$  ( $p = 3500$  km d’altitude sur le schéma). Nous supposons qu’un ENA de 20 keV, se dirigeant initialement vers l’imageur, est ionisé en un certain point (choisi comme le point, sur la ligne de visée, le plus proche du centre de Titan). Ces conditions correspondent aux conditions maximales de probabilité de neutralisation pour ces ions. Ensuite, l’ion a une trajectoire cycloïdale, et se dirige globalement vers les

X positifs (par l'effet de la corotation), jusqu'à ce qu'il touche virtuellement la surface de Titan. La partie de la trajectoire ionique en amont du point d'ionisation est également virtuelle : elle est nécessaire pour nos simulations en tant que condition initiale (en raison de contraintes sur les composantes initiales  $V_x$  et  $V_y$ ) mais n'a aucun rôle physique. Enfin, nous avons pris ici le cas de protons avec  $90^\circ$  d'angle d'attaque par commodité de représentation.

Les densités de neutres utilisées proviennent là encore du modèle adapté au survol  $T_a$  de la figure 7.1. Quant aux sections efficaces d'échange de charge entre les protons et les espèces neutres de l'atmosphère de Titan, elles proviennent de diverses références déjà explicitées (voir annexes A.1).

Le principe est alors ensuite de calculer l'épaisseur optique des H ENAs nouvellement ionisés, le long de leur trajectoire cycloïdale et depuis leur point d'ionisation, par rapport aux réactions d'échange de charge avec les neutres atmosphériques. Pour une position donnée de l'imageur, nous considérons ensuite une gamme de paramètres d'impact  $p$ .

Le résultat dépend grandement de la configuration considérée. La probabilité pour l'ion d'être neutralisé augmente périodiquement autour du point le plus proche de Titan, où les densités sont maximales. En plus, pour la configuration du schéma 10.8, le nombre de collisions augmente de plus en plus après chaque période de giration, à cause de la convection du plasma par l'effet de la corotation, jusqu'à ce que la trajectoire coupe virtuellement la surface. Mais pour une ligne de visée définie de telle manière que l'ion s'éloigne de Titan à chaque période, le nombre statistique de collisions va augmenter plus lentement (puisque les densités de neutres décroissent avec l'altitude).

En particulier, on estime que l'ENA nouvellement ionisé sera statistiquement reneutralisé pour  $\tau = 1$ . La figure 10.9 montre une telle analyse, pour une configuration similaire à celle du schéma 10.8. Elle représente le temps, en nombre de périodes de girations  $T$  ( $T = \frac{2\pi}{\omega}$  avec  $\omega = \frac{qB}{m}$ ) nécessaires à un proton pour être neutralisé par échange de charge avec les neutres atmosphériques, en fonction du paramètre d'impact  $p$  (qui définit la ligne de visée et donc le point d'ionisation de l'ENA initial). Cette configuration est la plus contraignante (pour un maximum de collisions), avec une énergie de 20 keV et la section efficace disponible la plus forte.

La figure obtenue montre une courbe en escalier, avec des transitions à chaque période, dans la mesure où la probabilité pour un ion d'entrer en collision avec des neutres est maximale près du point le plus proche par rapport à Titan, qui a précisément lieu à chaque nombre entier de périodes. En outre, la largeur des marches de l'escalier diminue avec le paramètre d'impact, car, les densités de neutres décroissant avec l'altitude, plus l'ENA est ionisé loin de Titan, plus le nouvel ion aura besoin de temps pour atteindre statistiquement une collision avec les neutres. Pour de hautes valeurs du paramètre d'impact (environ au-delà de 5000 km d'altitude dans notre cas), nous pouvons également avoir des ions qui ne subiront statistiquement aucune collision, parce qu'ils passent trop loin de Titan, à des

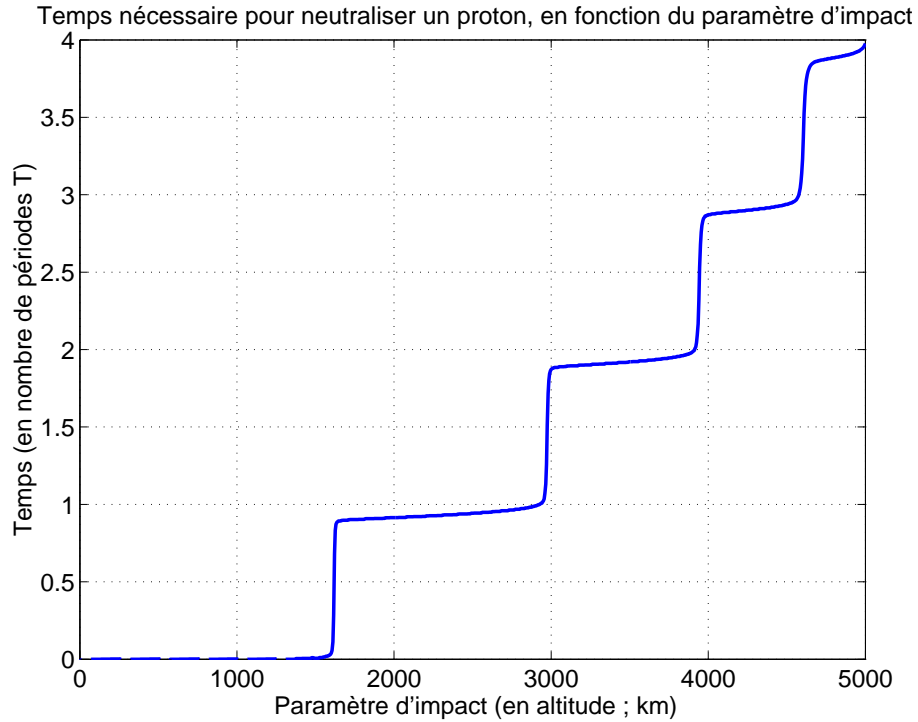


FIG. 10.9 – Temps (en périodes de girations) nécessaire à un H ENA ionisé pour être statistiquement neutralisé, en fonction de la ligne de visée correspondant à l'ENA initial.

altitudes où les densités de neutres sont trop faibles.

La transition entre 0 et 1 période de giration, qui correspond au paramètre d'impact en-dessous duquel un ENA ionisé est quasi-instantanément reneutralisé, se situe ici autour de  $p = 1680$  km d'altitude. Il peut même subir plusieurs réactions d'échange de charge consécutives, passant de l'état neutre à l'état ionisé et vice-versa. Ainsi, un ENA ionisé en-dessous de cette limite peut éventuellement être finalement détecté par l'imageur d'ENAs. Cette transition entre 0 et 1 dépend par ailleurs de la configuration prise en compte, ainsi que de l'énergie et des sections efficaces utilisées. Elle peut ainsi descendre à seulement  $p = 1500$  km d'altitude.

Cette analyse simplifiée n'est pas suffisante pour estimer précisément les processus d'ionisation et de neutralisation concernant les ENAs, dans la mesure où il s'agit d'estimations statistiques, avec des configurations simplifiées (un seul angle d'attaque, pas de diffusion angulaire lors des collisions, etc.), mais il permet de montrer que les ENAs ionisés peuvent éventuellement être reneutralisés et ensuite être ainsi détectés par l'imageur d'ENAs.

Par conséquent, nous avons réellement besoin de prendre en compte les multiples réactions d'ionisation et de neutralisation par échange de charge pour comprendre l'absorption des ENAs dans l'atmosphère de Titan.

## 10.4 La thermalisation des ENAs

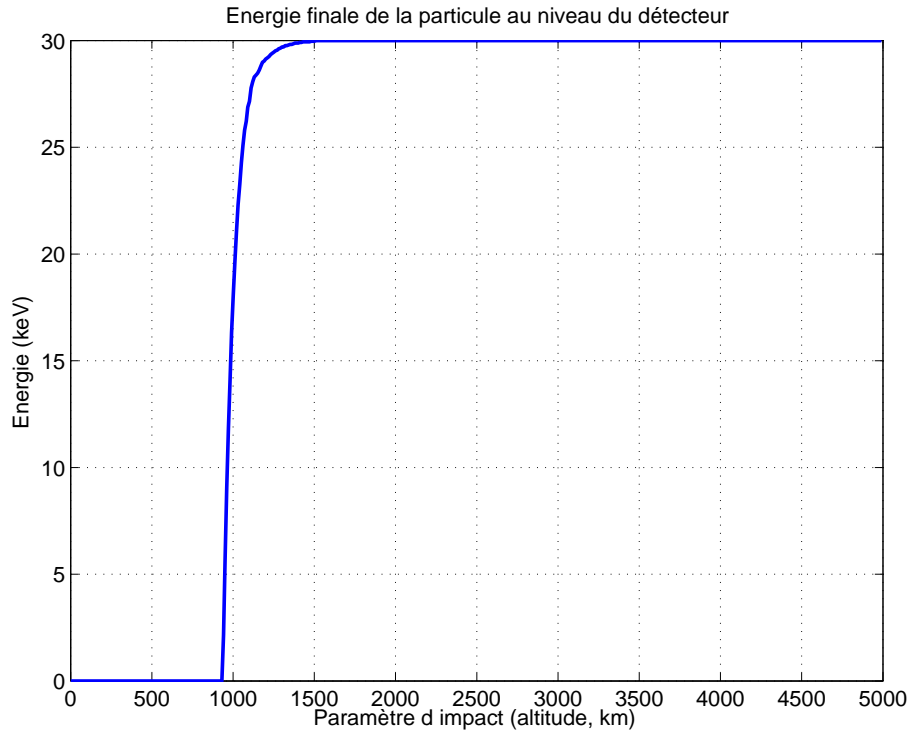


FIG. 10.10 – Energie finale de la particule incidente, dont l'énergie initiale est de 30 keV, après les multiples collisions successives par échange de charge subies.

Les paragraphes précédents ont permis de mettre en évidence que les principaux processus susceptibles d'absorber des ENAs sont les réactions d'échange de charge entre les H ENAs et les neutres atmosphériques de Titan. Par ailleurs, les ENAs ionisés peuvent éventuellement être reneutralisés, là encore essentiellement par échange de charge avec les neutres. Durant ces interactions, quelle énergie est perdue par la particule ? Peut-elle être thermalisée ? Et si oui, à quelle altitude obtient-on une thermalisation significative ?

Chaque collision induit une perte de l'ordre de 30 eV d'après *Jasperse and Basu* (1982), pour des protons d'énergie autour de 1-100 keV. C'est donc une très faible perte en énergie par rapport à l'énergie de la particule incidente, dans notre cas d'ENAs de 20-50 keV.

Si l'on considère une particule qui provient de l'infini, le long d'une ligne de visée de l'imageur d'ENAs définie par un paramètre d'impact  $p$ , et que l'on calcule le nombre de collisions par échange de charge (de la même manière que dans les études précédentes) par ionisation et par neutralisation, on peut en déduire l'énergie perdue au cours de la traversée de l'atmosphère de Titan. Il suffit en effet pour cela de multiplier le nombre statistique de collisions par l'énergie perdue à chacune d'elles, c'est-à-dire 30 eV.

Ce type de calcul amène au résultat de la figure 10.10, qui donne l'énergie finale d'une particule de 30 keV initialement, après un certain nombre de collisions par échange de charge subies dans l'atmosphère de Titan. On obtient ainsi une perte négligeable au-dessus



de 1000 km d'altitude. En-deçà de cette limite, la perte en énergie est telle que l'énergie de la particule, si celle-ci n'est pas complètement absorbée, n'est pas suffisante pour une détection par l'imageur d'ENAs. On observe donc que la limite d'émission induite par la seule thermalisation des ENAs se situe aux alentours de 1000 km d'altitude, largement en-dessous de l'exobase ( $H_c = 1425$  km). Ceci est compatible avec les observations effectuées par INCA lors de survols en basse altitude (par exemple  $T_5$ ), et en particulier avec les images obtenues avec l'axe optique de l'instrument perpendiculaire à la direction du nadir. Ces images présentent une nette coupure d'émissions sur une ligne d'horizon qui correspond à environ 1000 km d'altitude, avec des flux forts au-dessus de cette altitude.

## 10.5 Théorie de Roelof sur les émissions exosphériques d'ENAs

Le chapitre précédent a permis de mettre en évidence que les processus d'ionisation des ENAs peuvent être accompagnés de processus de reneutralisation (tous deux par échange de charge avec les neutres atmosphériques). L'équilibre entre ces deux types de réactions implique nécessairement l'existence d'une limite basse d'émission située autour de l'exobase ou au-dessous de celle-ci. Pour comprendre plus précisément la dynamique des ENAs, il est donc nécessaire d'utiliser un formalisme considérant les réactions multiples d'ionisation et de neutralisation. C'est précisément le cas du formalisme analytique récemment développé par *Roelof* (2005).

### 10.5.1 Le formalisme

Le formalisme de *Roelof* (2005) concerne les émissions en ENA des exosphères de planètes ou de lunes. Il s'agit d'une théorie fondée sur des équations couplées du transport des ions énergétiques et des ENAs qui en sont issus. Ces équations utilisent l'approximation d'une diffusion extrêmement concentrée sur l'avant conformément au théorème de Galand-Richmond (*Galand and Richmond* 1999). Ce théorème assigne un invariant aux ENAs (produits au sein d'un champ magnétique) d'une forme similaire au moment magnétique classique des ions. La résolution de ces équations de transport amène finalement à des expressions analytiques pour les deux types de populations.

Ce formalisme, qui prend en compte les multiples réactions d'ionisation et de neutralisation susceptibles d'avoir lieu, fournit en particulier des relations analytiques très utiles pour l'expression de l'intensité des ENAs produits.

Cependant, il est nécessaire de prendre en compte trois domaines différents de l'exosphère : la partie optiquement épaisse, la partie optiquement fine avec des densités de neutres exponentiellement décroissantes, et la partie optiquement fine avec des profils de densités

suivant une loi en  $\frac{1}{r^2}$  (qui correspond à la région dominée par les populations satellites, voir la partie 7.1.2).

Dans la partie optiquement épaisse de l'atmosphère, il est possible de calculer le flux d'ENA  $J_{ENA_{epais}}$  ( $cm^{-2}s^{-1}keV^{-1}$ ) d'énergie  $E$ , et pour un paramètre d'impact  $p$  (qui définit la ligne de visée considérée pour l'instrument), grâce à la connaissance du flux ionique  $J_{ION}$  (de même unité que le flux d'ENAs), supposé isotrope, en fonction de l'épaisseur optique  $\tau^c$  :

$$\frac{J_{ENA_{epais}}(p, E)}{J_{ION}(E)} = \frac{\sigma^{1,0}}{\sigma^c} F(\tau^c) \quad (10.15)$$

$$F(\tau^c) = e^{-k\tau^c} - e^{-\tau^c} \quad (10.16)$$

avec  $k \approx \frac{W(keV) * (\gamma_\sigma + \gamma_j)}{E(keV)}$  (pour  $E=20-50$  keV dans notre cas), où  $W$  est l'énergie perdue à chaque échange de charge, soit environ 0.03 keV d'après *Jasperse and Basu* (1982) pour les protons de 1-100 keV, et  $\gamma_\sigma/\gamma_j$  représentent le coefficient de puissance des profils en énergie (pour une loi en  $E^{-\gamma}$ ) des sections efficaces / flux d'ions, soit environ  $0.5 - 1.5/2 - 2.5$  (d'après nos analyses des sections efficaces et des données de LEMMS respectivement dans les parties 11.1.1 et 13.1.4);  $\sigma^c = \sigma^{0,1} + \sigma^{1,0}$  donne la somme des sections efficace d'ionisation  $\sigma^{0,1}$  et de neutralisation  $\sigma^{1,0}$  (respectivement de l'ENA et de l'ion parent simplement chargé) par réaction d'échange de charge avec les espèces neutres concernées.

L'épaisseur optique  $\tau^c$  le long de la ligne de visée (déterminée par le paramètre d'impact  $p$ ) est définie par :

$$\tau^c(p) = \sigma^c \xi(p) = \sigma^c \int_{-\infty}^{+\infty} n(s_p) ds_p \quad (10.17)$$

avec le chemin optique  $\xi$  facilement calculé en supposant des densités de neutres  $n$  exponentiellement décroissantes (sauf pour la région dominée par les populations satellites).

Le flux d'ENA  $J_{ENA_{fin}}$ , dans la partie optiquement fine de l'atmosphère, est quant à lui fourni par :

$$\frac{J_{ENA_{fin}}(p, E)}{J_{ION}(E)} = \sigma^{1,0} \xi(p) \quad (10.18)$$

avec le chemin optique calculé grâce aux hypothèses sur les profils de densités, dans les deux domaines de la région optiquement fine (respectivement avec des lois exponentielle décroissante et en  $\frac{1}{r^2}$ ).

### 10.5.2 Un modèle simplifié pour le survol $T_a$

Nous allons ici développer un modèle simplifié de l'exosphère de Titan, fondé sur le modèle réalisé pour le survol  $T_a$  (voir le paragraphe 7.1), afin de pouvoir utiliser le formalisme de Roelof : il faut pour cela modéliser l'atmosphère par les deux régions distinctes avec des profils en exponentielle décroissante ou en  $\frac{1}{r^2}$ . Il peut par ailleurs être intéressant,

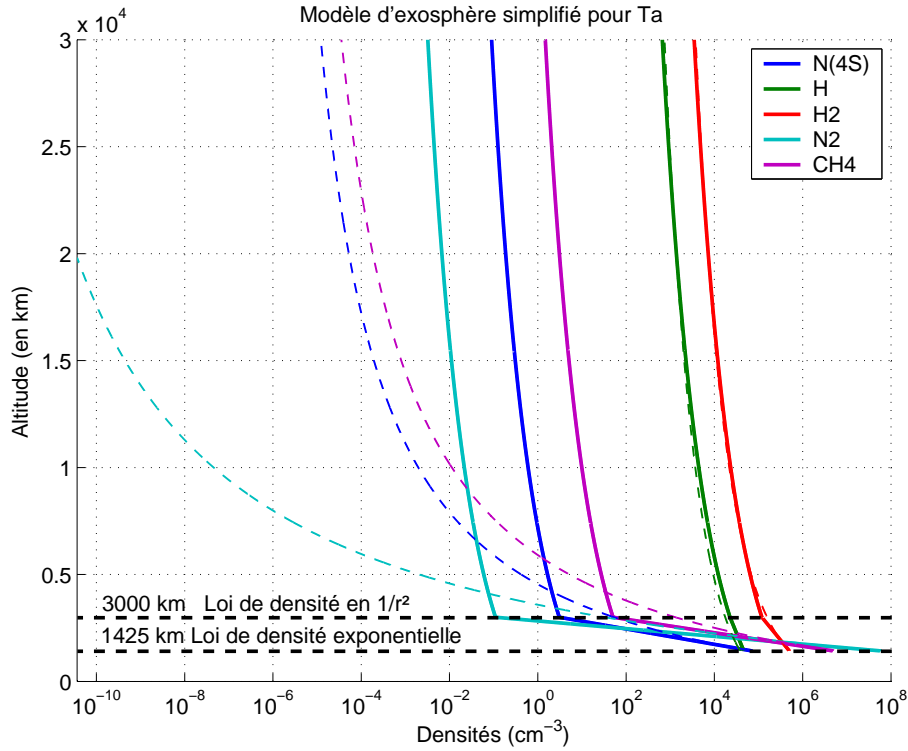


FIG. 10.11 – Modèle d'exosphère simplifié pour le survol  $T_a$  (en continu), superposé au modèle de référence (en tireté; cf. la figure 7.1).

pour introduire rapidement des profils exosphériques dans des simulations, de chercher à simplifier l'exosphère par l'utilisation de telles lois.

Nous avons vu, dans le paragraphe 7.1.2, que les particules satellites, majoritaires à haute altitude, suivent une loi en  $\frac{1}{r^2}$ . En outre, l'équilibre hydrostatique en-dessous de l'exobase implique que les densités varient de manière exponentielle (*Chamberlain and Hunten 1987*).

L'exosphère peut ainsi être, en première approche, approximée par deux régions distinctes, traduisant le passage progressif d'un milieu quasi-hydrostatique à un milieu dominé par des populations satellites :

- une première région, partant de l'exobase (de distance radiale  $r_c$ ), dans laquelle les profils de densités peuvent être considérés comme décroissant de manière exponentielle :  $N(r) = N_c * e^{-\frac{r-r_c}{H}}$  avec la hauteur d'échelle de l'espèce correspondante  $H = \frac{mg}{kT_c}$  (voir partie 5 pour plus de détails sur ces paramètres),
- puis une seconde, dans l'exosphère étendue (au-delà d'une distance radiale  $r_0$ ), où les densités suivent la loi suivante :  $N(r) = N(r_0) * \frac{r_0^2}{r^2}$ .

Des simulations nous ont amené à considérer la limite entre ces deux régions aux alentours de 3000 km d'altitude pour l'exosphère de Titan. La figure 10.11 présente l'exosphère issue de cette reconstruction en deux régions distinctes.

Le critère considéré pour minimiser l'erreur, et donc considérer la limite  $r_0$  à environ 3000 km d'altitude, est la minimisation de l'erreur relative entre les profils "reconstruits"

et les profils initiaux de la figure 7.1. Nous avons considéré l'erreur relative et non l'erreur absolue, dans la mesure où les densités décroissent très vite avec l'altitude, ce qui fausserait la minimisation avec des hautes altitudes peu considérées. Par ailleurs, compte-tenu de la présence de plusieurs espèces neutres, l'erreur relative est la somme des erreurs relatives de chaque espèce, pondérées par l'importance (en densité) de l'espèce en question à cette altitude. En effet, on se concentre ici sur la simplification des profils de densités des espèces majoritaires dans l'exosphère (la pondération dépend donc de l'altitude) : notre objectif est la dérivation d'un modèle simplifié mathématiquement, afin de l'utiliser ensuite comme entrée dans le formalisme analytique développé en 10.5.1.

Le résultat, indiquant une limite  $r_0$  proche de 3000 km d'altitude, indique une erreur relative moyenne de 6.5% seulement, ce qui constitue une erreur faible. Rappelons que la minimisation se concentre sur les espèces majoritaires, si bien que certains profils exosphériques restent très différents des profils de référence : cas concernant en particulier les espèces lourdes à haute altitude, voir la figure 10.11).

Ce modèle simplifié est donc très proche - du point de vue de la production d'ENAs, ou plus généralement lorsque l'on considère essentiellement l'espèce majoritaire à l'altitude considérée - du modèle de référence (*Garnier et al.* 2007), et il permet d'être en accord avec les hypothèses du formalisme de Roelof pour le calcul de flux d'ENAs.

### 10.5.3 Simulation et comparaison avec les mesures d'INCA

Les densités de neutres utilisées pour calculer des profils de flux d'ENAs proviennent du modèle d'exosphère décrit ci-dessus, fondé sur le modèle adapté au survol  $T_a$  en accord avec les données d'INMS et le modèle de *Vervack et al.* (2004). Les profils de flux d'ions proviennent quant à eux des données de l'instrument LEMMS pour le même survol  $T_a$ .

La figure 10.12 fournit le résultat des simulations utilisant le formalisme de Roelof, avec le flux d'ENAs en fonction de l'altitude de la ligne de visée. On superpose à cette courbe les flux d'ENAs mesurés durant le survol  $T_a$  avec les plus récents jeux de données orbitographiques. La comparaison des flux mesurés et calculés, avec la méthode de Roelof, montre une bonne correspondance. En particulier, l'altitude du maximum d'émission, et plus généralement la forme de la courbe de flux, est exactement la même entre les mesures et les simulations. Il y a certes un certain décalage en terme quantitatif, avec des flux simulés plus forts, mais compte-tenu des diverses incertitudes affectant les valeurs de flux d'ENAs (voir le paragraphe 11.1.4), on peut considérer qu'il s'agit là d'une bonne correspondance entre les flux simulés et ceux mesurés.

Par ailleurs, nous avons utilisé notre modèle numérique de calcul de flux d'ENAs, en prenant en compte les effets de rayon de giration fini pour les ions parents ainsi qu'une limite dure d'émission proche de l'exobase (en accord avec nos études de l'absorption des ENAs qui indiquent une limite basse d'émission autour de l'exobase ou en-deçà), vers 1475

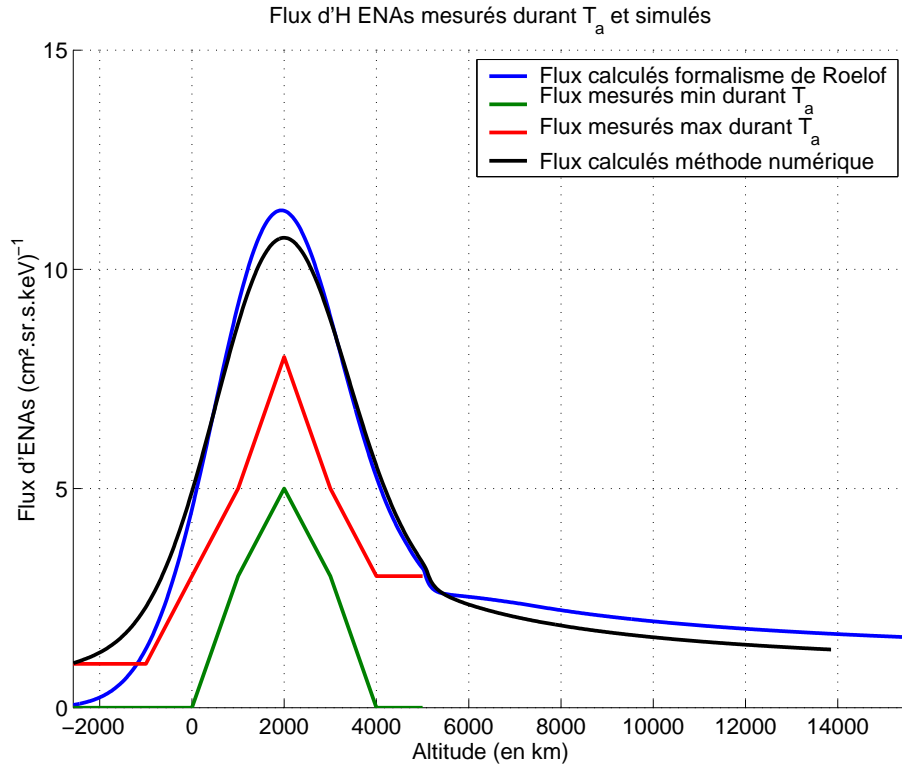


FIG. 10.12 – Flux d'ENAs en fonction de l'altitude, d'une part mesurés durant le survol  $T_a$  (avec les plus récents jeux de données orbitographiques), d'autre part calculés par simulation (avec le formalisme de Roelof, ou avec notre méthode numérique utilisant une limite dure à 1475 km d'altitude).

km d'altitude. Le profil de flux d'ENAs obtenu pour les conditions de l'image utilisée (une altitude pour Cassini de 8000 km), visible sur la même figure en noir, est également en bon accord avec les flux mesurés et est très proche des flux calculés avec le formalisme analytique de Roelof.

Il apparaît clairement que :

- les flux d'ENAs mesurés sont maximaux autour de 2000 km d'altitude (données orbitographiques les plus récentes),
- une telle position du maximum de flux correspond à une limite basse d'émission (il s'agit plus d'une région que d'une limite dure) aux alentours de l'exobase ( $H_c = 1425$  km).

## 10.6 Une dynamique des ENAs très complexe en-dessous de l'exobase

Les analyses précédentes semblent concorder sur le scénario suivant : les ENAs produits ne sont thermalisés que très bas dans l'atmosphère (autour de 1000 km d'altitude), mais leur ionisation par réaction de charge avec les neutres atmosphériques, malgré une possible

reneutralisation de ces particules par le même type de réaction, induit une limite basse d'émission des H ENAs aux alentours de l'exobase. Cependant, ce scénario suppose que les ENAs ionisés restent essentiellement dans leur état ionisé en sortant de l'atmosphère, afin qu'une réelle limite basse d'émission puisse exister.

Malheureusement, la simple considération de la comparaison des sections efficaces, de neutralisation et d'ionisation par échange de charge, montre des valeurs comparables voire supérieures pour la neutralisation.

Quelques simulations simples ont été réalisées afin de connaître l'état de charge final d'un ENA traversant l'atmosphère selon une ligne de visée définie par un paramètre d'impact  $p$ . Le principe est donc de considérer une trajectoire rectiligne, quel que soit l'état de charge (ce qui est une hypothèse réaliste même pour le cas ionique, dans la mesure où les rayons de giration sont largement plus importants que les libres parcours moyens), pour un H ENA incident. Lorsque l'épaisseur optique - pour la neutralisation ou l'ionisation selon l'état de charge à ce moment-là - atteint la valeur de 1 (soit statistiquement une collision subie), nous changeons l'état de la particule, puis calculons à nouveau l'épaisseur optique depuis le point fictif où a eu lieu la dernière collision, etc. Puis, compte-tenu d'une position déterminée du détecteur d'ENAs, nous analysons son état de charge final.

Les résultats indiquent que, dans la région optiquement dense de l'atmosphère, mais où les particules énergétiques ne sont pas réellement thermalisées, soit entre 1000 et 1500 km d'altitude, seulement 25 – 50% (la valeur dépend de l'énergie) des particules sortent en tant qu'ion de l'atmosphère de Titan, le reste sortant au final en tant qu'ENA détectables par l'imageur.

Il subsiste donc un doute important quant à notre connaissance de la dynamique réelle des ENAs dans la zone 1000-1500 km d'altitude, qui manifestement sont en majorité détectables, malgré diverses collisions qui les ionisent. Cependant, l'utilisation d'une formulation rigoureuse pour le calcul du flux d'ENAs, dans le cas d'un milieu optiquement dense (qui nécessite de rajouter des termes d'absorption et de reproduction à la relation 2.2), comme utilisé par la théorie de *Roelof* (2005), semble compatible avec une limite basse d'émission autour de l'exobase. Nos simulations pour estimer l'état de charge final sont peut-être trop simplificatrices, avec éventuellement une influence plus importante que prévue de la giration des particules dans leur état ionique, avec pour effet de faire "sortir" plus rapidement la particule de l'atmosphère.

D'autres études plus spécifiques doivent être développées afin de répondre à ces questions. Quoi qu'il en soit, s'il s'avère que la seule considération des réactions de neutralisation et d'ionisation par échange de charge ne sont pas suffisantes pour induire une telle limite basse d'émission à l'exobase, il est plus que probable que la clé de ces questions se situe dans les mécanismes subis par les particules durant leur phase ionique.

En effet, comme nous le préciserons plus loin (en 11.3), on observe de forts flux d'ENAs lorsque la sonde Cassini se trouve à de basses altitudes, jusques, durant le survol  $T_5$  par

exemple, seulement 1000 km d'altitude. Les ENAs sont donc bien présents à de basses altitudes, mais ne sont pas détectés par l'imageur lorsque la sonde se situe à haute altitude. Etant donné que les collisions subies par les ENAs, par échange de charge avec les neutres, ne sont pas suffisantes pour les thermaliser dans la zone entre 1000 et 1500 km d'altitude, il apparaît naturel que l'absorption "manquante" s'applique à ces particules dans leur état ionique.

Ainsi, il serait intéressant d'étudier l'influence des interactions coulombiennes, qui induisent une perte en énergie pour les ions énergétiques ("Coulomb drag"). Il s'agit d'un processus non négligeable, qui a été notamment modélisé dans le cadre de l'étude des populations ioniques énergétiques du courant annulaire de la magnétosphère terrestre, et de leur interaction avec les populations de la plasmasphère (*Jordanova et al.* 1996).

Mais un autre effet devrait également être analysé. Il s'agit de la diffusion angulaire des particules (H ENAs ou protons) induite par les diverses collisions par échange de charge subies dans l'atmosphère dense de Titan. Des simulations préliminaires effectuées par John K. Hsieh et Nathan Hadder (communication privée) indiquent une déviation angulaire relativement faible, du moins au-delà de 1000 km d'altitude. Néanmoins, même une déviation angulaire nulle en moyenne peut induire des asymétries : les particules déviées vers de plus faibles altitudes subiront plus de processus d'absorption que celles allant vers des altitudes plus élevées, ce qui pourrait éventuellement induire une asymétrie dans les ENAs détectés.

# Chapitre 11

## Le modèle de flux d'ENAs à deux dimensions : comparaison avec INCA

### 11.1 Analyse de diverses influences sur les flux d'ENAs

Cette section est consacrée à l'analyse de l'influence de certains paramètres jusqu'ici non pris en compte. Rappelons la relation permettant de calculer les flux d'ENAs moyens, précisée ici dans le cadre des images d'INCA (pour une période d'acquisition temporelle  $t_0 - t_1$ , une bande en énergie  $E_0 - E_1$ , et un flux ionique supposé constant le long de la ligne de visée) :

$$J_{ENA} = \frac{1}{(E_1 - E_0)(t_1 - t_0)} \int_{t_0}^{t_1} \int_{E_0}^{E_1} \sum_k \int_s n_k(s) \cdot \sigma_k(E) \cdot J_{ION}(E) \cdot ds \cdot dE \cdot dt \quad (11.1)$$

avec les paramètres  $n_k$  et  $\sigma_k$  définis à la suite de l'équation simplifiée en introduction 2.2, de même que les unités des flux d'ions et d'ENAs.

L'équation 11.1 suggère d'étudier les influences suivantes :

- la dépendance en énergie, à travers les flux d'ions  $J_{ION}$  et les sections efficaces  $\sigma_k$  qui s'avère pouvoir être simplifiée, ce qui facilite les calculs
- l'effet instrumental dû au simple déplacement de la sonde dans l'espace, au cours de l'acquisition d'une image (entre  $t_0$  et  $t_1$ ), qui modifie le diamètre apparent de Titan au cours de cette période et induit une incertitude sur le positionnement des flux d'ENAs mesurés
- l'influence des profils de densités exosphériques  $n_k$  (en particulier non thermiques) sur les flux d'ENAs

#### 11.1.1 La dépendance en énergie

Les images en ENAs acquises par l'instrument INCA correspondent à des gammes en énergie plus ou moins larges. Dans le cas d'images en mode de haute résolution spatiale,



les bandes en énergie sont relativement larges (pour mettre l'accent précisément sur la précision spatiale).

La dépendance en énergie se situe, d'après la relation 11.1, autant dans les flux d'ions parents que les sections efficaces d'interaction. Nous avons vu précédemment (voir 9.2.1) que les flux d'ions ont une loi de puissance en fonction de l'énergie (en  $J_{ION}(E) = J_0 E^\gamma$ ). La variation des flux entre 20 et 50 keV (qui sont les limites des images en H ENA que nous étudions en particulier) est donc très importante avec une différence d'un ordre de grandeur environ.

Cette variation forte en fonction de l'énergie semble donc induire *a priori* la nécessité de prendre en compte un certain nombre de points dans la gamme d'énergie considérée. Cependant, si l'on analyse les profils de sections efficaces d'échange de charge entre les protons et les espèces neutres (définies dans les annexes A.1), une régression linéaire des courbes définies par  $\log_{10}(\sigma_k) = a * \log_{10}(E) + b$  donne des facteurs de corrélation très bons, avec en résultat les coefficients suivants (pour la gamme d'énergie de 20-50 keV) :

- pour  $H^+ + N_2$  :  $a = -0.84$  et  $b = -14.03$
- pour  $H^+ + H_2$  :  $a = -1.33$  et  $b = -13.46$
- pour  $H^+ + CH_4$  :  $a = -1.05$  et  $b = -13.51$
- pour  $H^+ + N$  :  $a = -1.10$  et  $b = -14.09$
- pour  $H^+ + H$  :  $a = -1.58$  et  $b = -13.31$

Or cette loi de variation est précisément une loi de puissance identique à celle utilisée pour les flux d'ions. Pour le cas qui nous concerne, il apparaît donc que la dépendance en énergie dans l'équation 11.1 est en loi de puissance aussi bien pour les ions que pour les sections efficaces d'interaction. En outre, il est évident que le produit de deux lois de puissance est une loi de puissance (dont le coefficient de puissance est la somme des deux coefficients initiaux).

Il est alors possible de simplifier la dépendance en énergie, en ne considérant qu'un point d'énergie  $E^*$  au lieu de plusieurs. En effet, l'équation 11.1 peut être simplifiée si l'on réussit à obtenir la relation suivante :

$$\frac{1}{(E_1 - E_0)} \sum_k \int_{E_0}^{E_1} (J_{ION} * \sigma_k)(E).dE = \frac{\sum_k (J_{ION} * \sigma_k)(E^*)}{(E_1 - E_0)} \quad (11.2)$$

Dans le cas simplifié d'une seule espèce, l'énergie  $E^*$  est alors définie par (avec  $J_{ION} * \sigma(E) = E^a * 10^b$ ) :

$$E^* = \frac{1}{a+1} \frac{E_1^{a+1} - E_0^{a+1}}{E_1 - E_0} \quad (11.3)$$

Si l'on applique cette formule pour les cinq profils de sections efficaces différents, on obtient une énergie  $E^* \sim 29 - 30$  keV. Cette énergie est donc quasi-identique pour toutes les espèces, ce qui induit la possibilité d'utiliser l'énergie  $E = 30$  keV comme seul point d'énergie pour le calcul de flux d'ENAs du canal 20-50 keV, avec une bonne approximation.

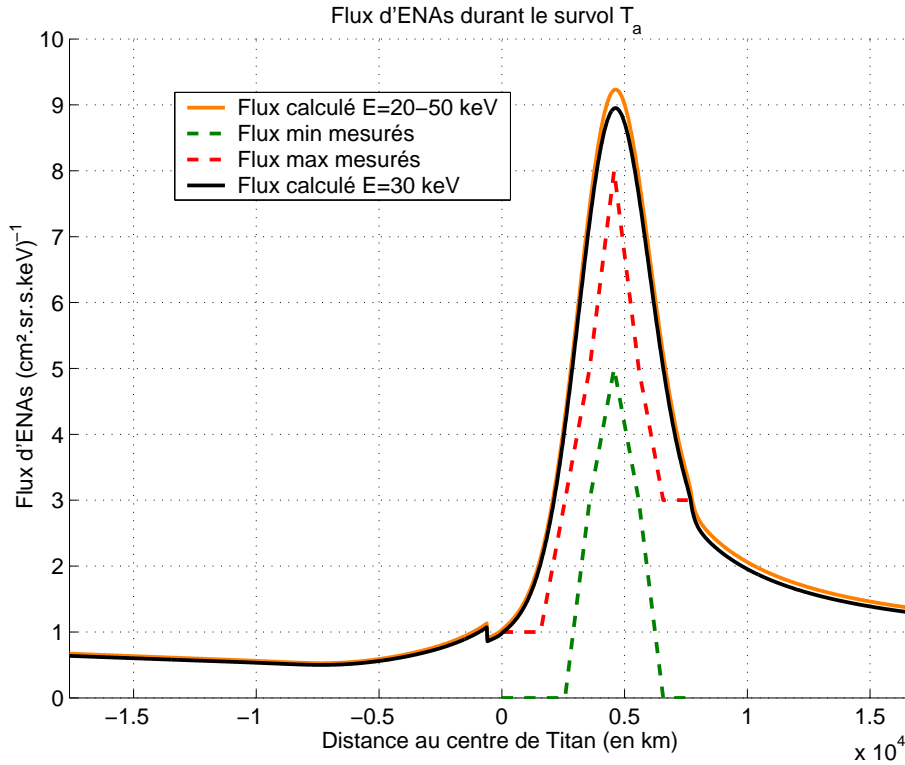


FIG. 11.1 – Flux d'ENAs mesurés (en pointillés), durant le survol  $T_a$ , superposés aux flux calculés (en continu) pour un seul point d'énergie à 30 keV (noir) ou toute la gamme d'énergie 20-50 keV (orange).

Ainsi, si l'on fait un essai en calculant le flux d'ENAs, pour le survol  $T_a$ , avec les densités de neutres du modèle thermique (*Garnier et al.* 2007) et les flux d'ions de la figure 9.2, pour une limite dure à 1500 km d'altitude, on obtient la figure 11.1 : les flux calculés sont très proches l'un de l'autre dans le cas d'un seul point d'énergie (à 30 keV) et dans le cas de nombreux points d'énergie dans la gamme 20-50 keV, avec au maximum 5% d'erreur.

### 11.1.2 Influence du défilement de la sonde

Les images d'INCA correspondent à une certaine durée d'acquisition. Celle-ci est de l'ordre de quelques minutes dans le mode de haute résolution spatiale, celui que nous utilisons pour l'étude de l'imagerie de l'environnement de Titan. Or durant cette acquisition, la sonde est en mouvement par rapport à Titan, ce qui peut induire des effets en terme d'imagerie.

En effet, supposons, pour simplifier (mais c'est une situation le plus souvent réalisée), que Titan se trouve toujours dans le centre du champ de vue de l'instrument INCA, et que durant l'acquisition de l'image (entre  $t_1$  et  $t_2$ ) Cassini se rapproche de Titan. Cette situation, schématisée sur la figure 11.2, implique nécessairement que la ligne de visée définie par le paramètre d'impact à  $t = t_1$  n'est plus la même à  $t = t_2$ . Plus précisément,

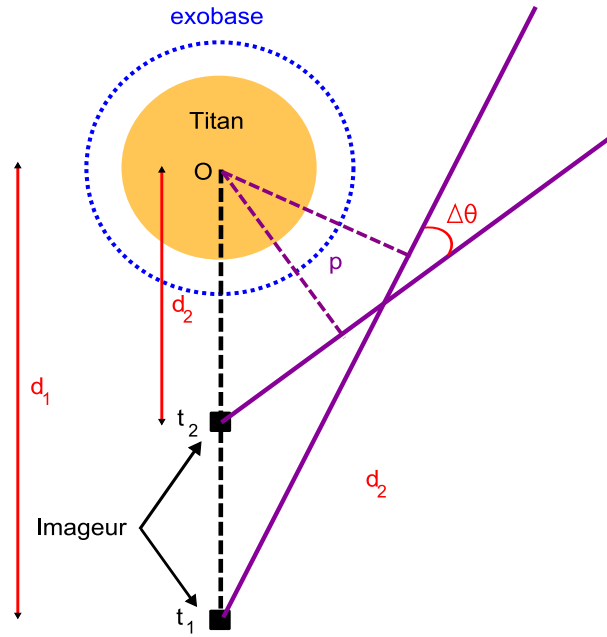


FIG. 11.2 – Schéma représentant le défilement du satellite durant l'acquisition d'une image, de  $t_1$  à  $t_2$ , avec les deux lignes de visées différentes correspondant au même paramètre d'impact  $p$ . Le schéma n'est pas à l'échelle : le défilement du satellite est exagéré pour illustrer le phénomène.

la ligne de visée définie par le même paramètre d'impact  $p$ , à la fin de l'acquisition, sera décalée angulairement de  $\Delta\theta$  par rapport à la précédente ligne de visée.

Or les mouvements de la sonde ne sont que partiellement pris en compte dans le traitement des images. Les rotations sont intégrées correctement, avec la prise en compte d'un champ de vue virtuel, rempli durant l'acquisition si la sonde tourne (pour éviter de prendre les flux de Titan si Cassini ne regarde pas dans sa direction par exemple). En revanche, les translations ne sont (et ne peuvent) pas être prises en compte. Ainsi, dans la situation du schéma 11.2, on voit que des flux d'ENAs créés pour un paramètre d'impact donné seront détectés dans des directions différentes dans le champ de vue. Une translation vers Titan implique donc qu'une même source ne sera pas vue au même point de ce champ de vue (du moins si la source en question est excentrée par rapport à la direction du vecteur vitesse de Cassini par rapport à cette source d'émissions).

De simples considérations géométriques permettent de prévoir le décalage induit par le défilement du satellite durant l'acquisition d'une image. Le décalage angulaire  $\Delta\theta$  vaut :

$$\Delta\theta = \arcsin\left(\frac{p}{d_2}\right) - \arcsin\left(\frac{p}{d_1}\right) \quad (11.4)$$

Par ailleurs, le décalage dans le champ de vue peut se traduire en décalage apparent d'altitude  $\Delta h$  :

$$\Delta h = p\left(\frac{d_1}{d_2} - 1\right) \quad (11.5)$$

Le calcul de ces décalages pour la configuration de l'image 9.1 montre ainsi que les ENAs créés près de l'exobase se voient décalés, en l'espace de 8 minutes, de  $\Delta\theta \sim 7^\circ$ , soit une différence d'altitude de  $\Delta h \sim 1250$  km. Ce décalage angulaire est d'un facteur  $\sim 1.5$  supérieur à la résolution angulaire de l'instrument (voir la table 3.4).

Ensuite, quel est l'effet global pour une image, au-delà de la comparaison entre les instants initial et final de l'acquisition? En accumulant tout au long de cette durée, quel est le décalage obtenu au final? Pour répondre à cette question, on peut raisonner de manière inverse à ce qui est développé plus haut : un pixel donné du champ de vue de l'instrument, sur lequel sera accumulé les flux d'ENAs de sources différentes au cours de la durée d'acquisition, correspondra à un paramètre d'impact à un instant donné. Donc au cours du temps, ce pixel correspondra à un paramètre d'impact qui évolue. Plus précisément, on exprime ce paramètre d'impact (instantané) en fonction de la distance  $d$  (instantanée) entre la sonde et Titan par  $p(d) = \frac{d}{d_1}p(d_1)$  (avec  $d < d_1$  pour  $t > t_1$ ).

Si l'on intègre ce changement de variable au calcul de flux d'ENAs le long de l'axe radial du modèle, on obtient alors le profil de flux d'ENAs accumulé dans le champ de vue de l'instrument. Les résultats indiquent alors que l'altitude du maximum d'émission d'ENAs, autour de 2000 km d'altitude initialement, peut alors être décalé de centaines de km pour une durée d'acquisition de 8 minutes.

Pour plus de précision, il est donc intéressant de limiter l'étude de l'imagerie en ENAs aux images "simples", correspondant à une seule image, sans moyennage sur plusieurs images. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi, dans la partie 10.5.3, une image accumulée sur 4 minutes et non plus 8 minutes comme pour la figure 9.1.

Néanmoins, il est utile de rappeler que la précision spatiale des profils d'ENAs est évidemment limitée par la résolution spatiale de l'instrument, qui est de quelques degrés par pixel (soit quelques centaines de km). Par conséquent, la prise en compte d'images simples n'implique *a priori* que des décalages, par défilement du satellite, comparables à l'incertitude issue de la résolution spatiale de l'instrument (sauf peut-être à de très basses altitudes, où les effets dûs au défilement sont plus importants).

### 11.1.3 Influence des profils exosphériques

La partie II a permis de modéliser l'exosphère de Titan de diverses manières. Il apparaît donc naturel de chercher à étudier l'influence de profils exosphériques divers sur l'imagerie en ENAs. Nous considérons ici l'influence de l'éclairement et de la distribution utilisée à l'exobase.

#### Influence de l'éclairement solaire

L'éclairement par le flux solaire est le paramètre principal susceptible de chauffer de manière différentielle une atmosphère, avec une température plus importante du côté

éclairé. De telles différences de température ont été observées par INMS durant des survols de Titan (voir partie 8), même si les variations ne sont justement pas en accord, *a priori*, avec une influence unique de l'éclairement solaire.

L'analyse des modèles de la thermosphère développés par *Boqueho* (2005) et *Müller-Wodarg et al.* (2000) permet d'évaluer la différence de température thermosphérique entre le côté éclairé et le côté non éclairé aux alentours de 15-20 K. En outre, la température moyenne dépend de l'activité solaire à la période considérée, avec des variations là encore de l'ordre de 15-20 K. On peut d'ailleurs noter que les températures "thermiques" mesurées par INMS entre les trois survols  $T_a/T_b/T_5$  (voir la table 7.2) varient de 149 à 162.3 K pour  $T_b$  sortant et  $T_5$  entrant, soit une variation assez proche de celle attendue pour deux zones avec une différence d'éclairement maximal (les survols en question correspondent à des éclairagements effectivement très différents).

Cependant, outre la variation de température, les densités thermosphériques évoluent en fonction de l'éclairement. Si l'on souhaite étudier l'influence solaire sur les profils exosphériques, il est nécessaire non seulement de considérer des températures différentes, mais également des densités à l'exobase différentes.

Ainsi, si l'on utilise deux profils exosphériques fondés sur les travaux de *Boqueho* (2005), avec des conditions minimales et maximales pour les densités et la température, le calcul des flux d'ENAs détectés par l'imageur ne diffèrent, d'un profil exosphérique à l'autre, que de 15 – 20% au maximum. En outre, ce calcul suppose que les lignes de visée de l'instrument explorent des régions où les densités sont toujours maximales, ou toujours minimales. Cela constitue donc des conditions extrêmes pour l'influence solaire, dans la mesure où les points d'une ligne de visée explorent des zones d'éclairagements intermédiaires et très variables.

L'influence de l'éclairement solaire sur les flux d'ENAs est donc réelle en soi, mais elle n'implique en aucun cas des variations importantes dans les images d'ENAs. En effet, les asymétries observées dans les images d'INCA correspondent à des différences bien plus importantes, d'un facteur d'environ 10 (asymétries attribuées *a priori* aux effets de rayon de giration fini des ions parents).

### Influence de profils exosphériques non thermiques

L'objectif est ici d'évaluer l'influence de profils non thermiques sur les flux d'ENAs, non plus (comme dans la partie 9.3.2) pour ajuster les profils imagés, mais pour estimer les conséquences du profil non thermique moyen obtenu dans la section 8.3.

Ainsi, on met en entrée du modèle de calcul de flux d'ENAs, d'une part, le modèle non thermique moyen (développé dans la partie 8.3), et d'autre part, le modèle exosphérique thermique moyenné sur les mêmes survols (la seule différence avec le modèle non thermique étant que, pour  $N_2$  et  $CH_4$ , une distribution gaussienne est prise en compte, avec la même température thermique que les espèces légères). Nous obtenons alors la figure 11.3 pour

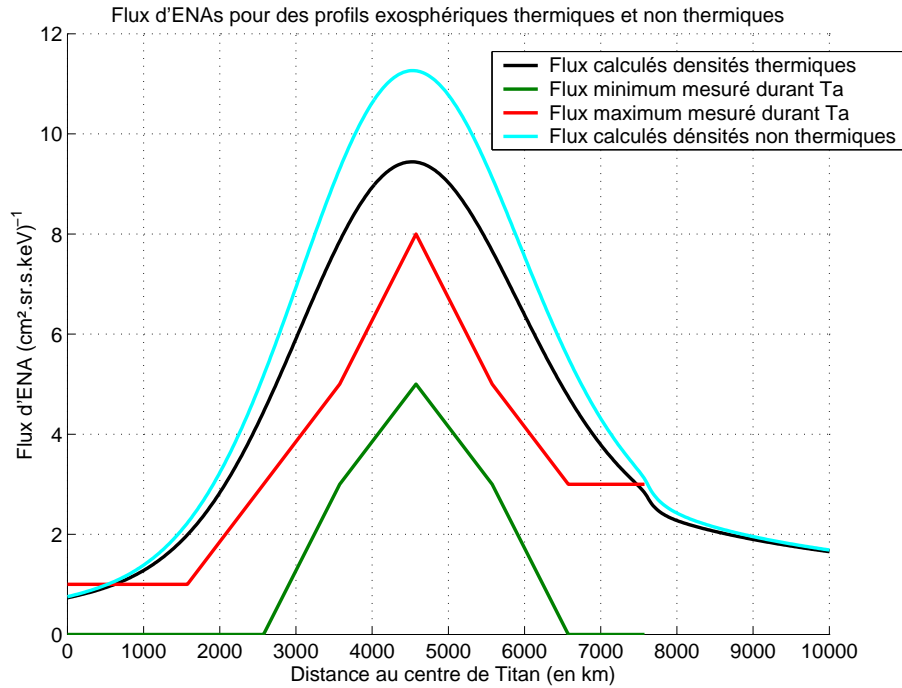


FIG. 11.3 – Profils de flux d'ENAs en fonction de l'altitude, d'une part mesurés par INCA durant le survol  $T_a$  (en vert et rouge pour les flux minimal/maximal interpolés), d'autre part calculés (en noir et bleu respectivement pour des distributions exosphériques thermiques et non thermiques) pour une limite dure à l'exobase.

les conditions orbitales de  $T_a$  (et une limite basse d'émission des ENAs à l'exobase).

L'analyse des courbes obtenues indique que les différences sont globalement assez faibles, compte-tenu des incertitudes instrumentales (sur les données ioniques de LEMMS et celles d'INCA), mais bien réelles. En particulier, les densités des espèces  $N_2$  et  $CH_4$  étant plus fortes dans la basse exosphère, la conséquence est que le maximum de flux est plus important dans le cas de profils non thermiques que thermiques. En revanche, les densités de l'espèce  $H_2$ , majoritaire à haute altitude, étant inchangées (par hypothèse du modèle non thermique, dans la mesure où les espèces légères sont très peu sensibles aux distributions non thermiques), les flux d'ENAs à haute altitude sont identiques. La conséquence globale sur les flux d'ENAs est donc que les courbes de profils en altitude, pour le modèle non thermique, sont plus "piquées" autour du flux maximal.

Or justement, il apparaissait jusqu'ici que les profils de flux d'ENAs, avec le modèle thermique de l'exosphère, étaient trop étalés, pas assez "piqués" précisément autour du maximum de flux. L'introduction de profils non thermiques va donc dans le bon sens pour ajuster les profils d'ENAs mesurés. Cependant, est-ce suffisant pour conclure sur l'existence de tels profils non thermiques par la simple analyse des images d'INCA ? Non car les différences obtenues restent faibles, comparées à la résolution finie des données instrumentales d'INCA et de LEMMS.

### 11.1.4 Les incertitudes à considérer

Il est important de connaître les incertitudes sur les différents paramètres utilisés pour le calcul de flux d'ENA, afin d'avoir une estimation d'une marge réaliste pour les résultats de calcul. Même si les incertitudes sur chacun des paramètres intervenant dans le calcul du flux d'ENAs (cf. équation 2.2) sont bien limitées, leur effet cumulé sur le résultat final peut être considérable. Les incertitudes principales proviennent soit des instruments, soit des sections efficaces d'interaction.

En ce qui concerne les instruments, nous avons déjà eu un aperçu des incertitudes sur leur données. Ainsi, les flux d'ions de LEMMS présentent quelques incertitudes en amont et en aval de l'obtention des mesures :

- en amont notamment par les incertitudes sur les facteurs de géométrie effectifs (paramètres essentiels pour le calcul des flux, mais dont les valeurs peuvent varier en fonction de la méthode utilisée pour leur détermination) et aussi par la prise en compte de l'éclairement solaire (non seulement direct, mais également indirect par réflexion sur l'atmosphère de Titan), qui pour certaines configurations géométriques peuvent "rentre" dans les détecteurs et créer des comptages fantômes
- en aval par la grande variabilité des flux mesurés pendant un survol : les flux moyens évoluent rapidement, d'où l'intérêt de la prise en compte de conditions minimales/maximales pour les ions dans nos calculs de flux d'ENAs).

Quant à l'instrument INCA, il ne semble pas qu'il y ait d'incertitude importante sur les calibrations de l'instrument (bien que la calibration croisée des données de cet instrument avec d'autres instruments soit pratiquement impossible), mais nous avons vu que le positionnement des corps célestes au sein du champ de vue a évolué de quelques degrés, avec l'évolution des jeux de données orbitographiques.

Enfin, des incertitudes apparaissent également avec la prise en compte des sections efficaces d'interaction. Il suffit de voir la variété des valeurs obtenues pour divers auteurs, avec des facteurs 2 de différence étant loin d'être rares. Les travaux de Hsieh (communication privée, 2005) permettent ainsi de comparer les nombreuses sources pour un certain nombre de réactions d'échange de charge, avec de telles différences que plusieurs ajustements doivent être considérés, pour prendre en compte la diversité des valeurs (voir annexes A).

Au final, quelles marges d'incertitude prendre en compte ? Si l'on cumule les incertitudes décrites précédemment (sans parler de l'influence des hypothèses sur les densités de neutres et l'absorption des ENAs), on obtient des valeurs pouvant changer d'un facteur 10. Cela relativise certes la recherche d'ajustement des profils mesurés par INCA, mais si l'aspect quantitatif (valeurs de flux) peut être relatif, il n'en est pas de même pour l'aspect morphologique, avec la position du maximum d'émissions d'ENAs qui est un indicateur important de la physique de cette interaction entre Titan et son environnement.

## 11.2 L'inversion des images d'INCA

Nous avons jusqu'ici fait des analyses des résultats d'INCA, qui nous ont permis de modéliser l'exosphère de Titan, de telle manière que les flux d'ENAs simulés soient en accord avec ceux mesurés, ainsi que d'étudier la dynamique de l'absorption des ENAs et des ions parents. Mais ne peut-on pas faire une inversion directe des profils d'ENAs mesurés pour en déduire les profils d'ions parents ou de neutres exosphériques ?

### 11.2.1 Inversion des profils ioniques

L'intérêt d'obtenir des flux d'ions par inversion des images d'INCA est d'autant plus important que les flux d'ions parents d'ENAs ne sont pas donnés de manière précise par l'instrument LEMMS, qui fournit des mesures in situ et non les flux des ions sources d'ENAs (outre les incertitudes sur les flux provenant des calibrations diverses et de la difficile prise en compte de l'éclairement). Mais aussi et surtout, le paragraphe précédent 11.1.3 et l'analyse des données instrumentales (voir le chapitre 14) indiquent que la variabilité des flux d'ENAs est très certainement liée à celle des ions parents et non des neutres exosphériques. D'où l'intérêt de bien connaître ces ions magnétosphériques.

La relation fournissant le flux d'ENAs en fonction du flux d'ions parents indique cependant qu'il est difficile de faire une telle inversion. En effet, l'inversion d'une image permettra au mieux d'obtenir la valeur du flux d'ions intégré sur la bande en énergie de l'image ENA. Or nous avons vu (en 11.1.1) que cette bande en énergie est suffisamment large pour que les variations de flux ioniques soient très importantes. Or ce qui nous intéresse c'est précisément d'avoir le profil en énergie de ces ions. Il est donc nécessaire, soit de faire une hypothèse sur le profil des ions (et de fixer un des deux coefficients pour une loi de puissance par exemple), soit de considérer deux images en ENAs dont les ions sources sont identiques. L'hypothèse sur le profil des ions nécessite en particulier une très bonne connaissance des profils d'ions, avec au moins un coefficient assez précisément évalué par les données de LEMMS. Mais du coup, l'inversion des profils d'ions est d'un intérêt plus limité.

### 11.2.2 Inversion des profils de neutres exosphériques

L'inversion de profils de neutres exosphériques est quant à elle très intéressante au-delà de 2000 km d'altitude, puisqu'aucun autre instrument ne peut mesurer de densités de neutres au-delà de cette limite (excepté pour la molécule  $H_2$  jusqu'à 7000 km, d'après ?)).

Mais là encore, faire ce type d'inversion n'est pas aisé. Tout d'abord, il est évident qu'il n'est pas possible d'obtenir des profils complets pour l'exosphère, puisque plusieurs espèces contribuent à la production d'ENAs, si bien que, pour une image en ENA de



l'exosphère, trois espèces doivent être simultanément prises en compte :  $N_2$ , majoritaire à basse altitude,  $H_2$ , majoritaire à haute altitude, et  $CH_4$ , d'importance équivalente aux deux autres aux alentours de 1900-2000 km d'altitude. Or il n'est naturellement possible d'obtenir par inversion que les densités de l'espèce majoritaire.

Ensuite, deux méthodes peuvent *a priori* être utilisées. La première consiste à utiliser une méthode numérique, en minimisant l'erreur entre les profils de flux calculés et ceux mesurés dans l'image d'ENA de référence. Cependant, cette méthode (que nous détaillerons dans les perspectives, partie VI) est d'autant plus difficile dans la région où les ENAs peuvent être absorbés. Il est donc *a priori* nécessaire, pour simplifier le problème, de se restreindre aux flux d'ENAs en provenance de la partie non-collisionnelle de l'exosphère (voire au-delà de 2000 km d'altitude pour ne prendre en compte qu'une seule espèce de neutres dans les calculs,  $H_2$ ).

La seconde est analytique, en utilisant le formalisme de Roelof (*Roelof* (2005) ; voir la partie 10.5). Les relations analytiques qui en sont déduites dépendent des hypothèses sur les lois des profils de densités de neutres. Cependant, la forme de la courbe de flux d'ENAs est fournie par la courbe  $F(\tau)$ , dont le maximum (correspondant au maximum d'émission) à  $\tau = \tau_{max}$  peut être facilement calculé. Il apparaît la relation  $\tau_{max} = \frac{-\ln(k)}{1-k} = \sigma^c n(r_{max}) \sqrt{2\pi r_{max} H}$  (voir le chapitre 10.5 pour les détails sur les paramètres utilisés), qui permet de déduire la valeur de l'épaisseur optique  $\tau_{max}$  ( $\sim 5 - 6$ ), et amène ensuite, connaissant le profil de l'épaisseur optique  $\tau$  (grâce à la section 10.2.5), à la distance  $r_{max}$  où  $\tau = \tau_{max}$ , et donc à la densité  $n(r_{max})$ . Malheureusement,  $\tau_{max}$  se situe vers 1350 km d'altitude seulement, ce qui nous donne donc la densité de l'espèce majoritaire à cette altitude, c'est à dire la densité de  $N_2$  en-dessous de l'exobase. Or cette densité est bien connue de l'instrument INMS qui a fourni des mesures pour divers survols. L'utilisation de ce formalisme analytique n'aide donc pas à inverser les images d'ENAs pour obtenir des profils de neutres exosphériques.

### 11.2.3 Limitations de l'inversion d'images d'ENAs

L'inversion des images en ENAs est en outre rendue complexe par deux autres considérations.

D'une part, il est important de comprendre précisément l'imagerie en ENA de l'environnement de Titan, avec en particulier une bonne connaissance des relations permettant de calculer les flux d'ENAs. C'est pourquoi il est nécessaire d'étudier en premier lieu les données instrumentales et de modéliser les flux d'ENAs ajustant les mesures, pour ensuite développer des inversions d'images pour en déduire les profils d'ions ou de neutres. Une bonne compréhension préliminaire des phénomènes d'absorption des ENAs est en particulier essentielle.

D'autre part, les flux théoriques sont ensuite modifiés par la diffusion angulaire introduite par la feuille de carbone d'INCA. Son influence est modélisée numériquement

par une convolution entre les flux théorique et une gaussienne représentant la fonction de diffusion de l'instrument (paragraphe 9.2.2). Le flux en ENAs donné par un pixel dépend donc non seulement du flux théorique de la ligne de visée correspondante, mais aussi des flux théoriques des pixels voisins. Cela complique encore l'inversion, avec la nécessité d'une méthode numérique, sans possibilité d'inversion directe.

Il est rapidement apparu qu'une inversion des images en ENAs est certes possible, mais doit être réalisée après avoir étudié les images obtenues et compris comment les reproduire par modélisation. Dès lors, il est envisageable d'utiliser une méthode numérique d'inversion linéaire contrainte (*DeMajistre et al.* 2004), voire d'utiliser des techniques de tomographie. Nous détaillerons ces possibilités dans les perspectives (paragraphe VI).

### 11.3 L'imagerie à basse altitude

L'ensemble de notre étude est concentré sur l'imagerie en ENAs de l'environnement de Titan lorsque la sonde se trouve à haute altitude. Le but est d'obtenir un diagnostic général de l'interaction entre l'atmosphère de Titan et son environnement plasma. Cependant, il est également possible d'étudier les images obtenues par INCA à basse altitude, lorsque la sonde se trouve dans la partie optiquement dense de l'atmosphère.

L'analyse des données d'INCA à basse altitude indique des flux très forts, comme par exemple durant le survol  $T_5$  (voir l'analyse de ces données dans la partie 12.1.3), qui correspond à l'un des survols de Titan les plus bas réalisés. Les émissions sont en effet bien plus intenses que celles détectées à haute altitude (jusqu'à deux ordres de grandeur au-delà).

Il est naturel d'obtenir des flux d'ENAs très forts à basse altitude, car les densités de neutres augmentent très fortement lorsque l'on se place dans de telles régions. La profondeur optique intégrée est donc très grande, créant une production locale très intense. Mais évidemment, le nombre important de collisions induit une thermalisation significative des particules. On peut d'ailleurs rappeler que, durant le survol  $T_5$ , des images en H ENAs montrent une limite nette, en-dessous de laquelle se trouve une zone vide de flux, et au-dessus de laquelle les flux semblent intenses et uniformes : cette limite se situe autour de 1000 km d'altitude, ce qui est parfaitement en accord avec la limite de thermalisation des ENAs par réaction d'échange de charge (cf. nos conclusions du paragraphe 10.4).

L'étude de l'imagerie à basse altitude est complexe, dans la mesure où il est nécessaire de considérer les différents processus d'absorption pour calculer les flux d'ENAs détectés par l'instrument. Il ne suffit pas de rajouter un terme d'atténuation représentant l'ionisation par échange de charge des ENAs dans la relation 2.2 (fournissant les flux d'ENAs), puisqu'il faut considérer la possibilité de réactions successives multiples. La seule solution rigoureuse consiste à résoudre des équations couplées pour les états ionique et neutre de ces particules, ce qui est réalisé (avec des hypothèses simplificatrices permettant d'obte-

nir des solutions analytiques) par le formalisme de *Roelof* (2005). Une étude rigoureuse numérique est donc bien plus complexe que dans le cas de l'imagerie à haute altitude, où nous considérons une limite dure au-delà de laquelle l'atmosphère est supposée optiquement ténue (donc sans processus d'absorption à prendre en compte).

Notons par ailleurs que l'imagerie à très basse altitude permettrait d'analyser les anisotropies des distributions ioniques. En effet, comme nous le verrons dans le paragraphe 12.1.3, les ENAs et les ions parents sont en équilibre à de très basses altitudes, dans la mesure où de nombreuses collisions (par échange de charge avec les neutres atmosphériques) changent rapidement l'état de charge des particules énergétiques. Les distributions ioniques peuvent alors être imagées par un détecteur d'ENAs. Ce type d'analyse, en utilisant l'imagerie à basse altitude, permettrait d'obtenir un diagnostic à l'échelle locale de la dynamique des ENAs ou de leurs ions parents, de manière complémentaire à l'étude plus globale de ces phénomènes par l'imagerie en ENAs à haute altitude.

## Quatrième partie

### Analyse et interprétation des données de l'expérience MIMI pour l'environnement de Titan



---

Cette quatrième partie est consacrée à l'analyse des données de l'expérience MIMI, durant les différents survols et traversées d'orbite de Titan depuis l'insertion en orbite de Cassini en juillet 2004. En effet, après s'être essentiellement intéressé aux données du premier survol  $T_a$ , avec en particulier une modélisation des flux d'ENAs et du transport des particules pour comprendre les premiers résultats observés, il apparaît nécessaire d'étudier plus précisément les données correspondants aux autres survols et traversées d'orbite.

Nous nous intéresserons en premier lieu à un survol particulier, le survol  $T_5$  (du 16 avril 2005), qui nous a permis d'explorer divers aspects spécifiques de l'interaction entre Titan et la magnétosphère de Saturne. Ensuite, une analyse statistique des données d'ions énergétiques (de LEMMS) est réalisée, pour toutes les traversées d'orbite jusqu'en été 2006, permettant ainsi d'avoir une meilleure vision de l'environnement en ions énergétiques de Titan. Suit enfin une étude analogue des données d'INCA pour les différents survols ayant eu lieu durant la même période. Ces deux études statistiques permettent de mieux comprendre l'environnement de Titan et la variabilité des observations obtenues.



# Chapitre 12

## Une analyse du survol $T_5$

L'analyse des données MIMI pour le survol  $T_5$ , durant lequel Cassini est passé à de très basses altitudes (jusques seulement 950 km d'altitude, voir la description du survol dans le paragraphe 3.1.2), permet de mettre en évidence des propriétés intéressantes de l'interaction forte entre Titan et la magnétosphère de Saturne. En effet, nous allons mettre en évidence l'influence du drapé du champ magnétique kronien autour de Titan sur les protons énergétiques de la magnétosphère, ainsi que la présence d'ions "pickups" créés par l'interaction entre le plasma magnétosphérique et l'exosphère du satellite.

### 12.1 Évolution de l'angle d'attaque des protons énergétiques

#### 12.1.1 L'influence des trajectoires ioniques sur les émissions en ENAs

Nous avons déjà évoqué dans la partie précédente de possibles influences de la dynamique des ions énergétiques pour l'imagerie en ENA. Outre les effets essentiels de rayon de giration finis des ions parents, nous avons en particulier parlé du processus modélisé par *Ledvina* (2005), consistant en un effet de rebond des ions par une diminution de leur rayon de giration au fur et à mesure de l'augmentation du champ magnétique lors du drapé autour de Titan. Néanmoins, les observations de LEMMS indiquent la présence d'ions énergétiques jusqu'à de basses altitudes, et des simulations hybrides (*Modolo and Chanteur* 2007) ne mettent pas en évidence ce type de processus de "rebond".

Mais un autre type d'influence peut également avoir lieu, également lié au drapé du champ magnétique. Ce drapé, parfaitement connu et notamment analysé durant le survol  $T_a$  par *Backes et al.* (2005), pourrait induire, par la rotation des lignes de champ magnétique, une rotation des trajectoires ioniques si les particules gardent leur angle d'attaque durant leur transport. De plus, la configuration des survols de Titan est souvent - mais pas toujours - très similaire (voir le paragraphe 3.1.2 dans l'introduction de la thèse), avec une trajectoire à peu près dans le plan équatorial du système kronien



et perpendiculaire à la vitesse orbitale de Titan autour de Saturne. Il est donc possible d'imaginer que la rotation des lignes de champ magnétique puisse influencer les trajectoires ioniques de telle manière que les ENAs produits par la suite sortent du plan de détection d'INCA lorsque Cassini se situe à de hautes altitudes.

### 12.1.2 Analyse des données de CHEMS durant le survol $T_5$

L'instrument CHEMS est constitué, comme détaillé dans la section 3.2, de trois télescopes, chacun ayant une plage en azimuth et en élévation respectivement de  $4^\circ$  et  $53^\circ$ . La comparaison des données entre ces trois télescopes permet donc de comparer des conditions spatiales différentes et trois plages d'angle d'attaque spécifiques.

Nous avons, dans ce but, extrait les flux (normalisés) de protons durant  $T_5$  pour les énergies entre 20 et 50 keV, en utilisant les données des canaux BR0 et BR3 pour chaque télescope à l'aide du logiciel MIDL. Afin de calculer les angles d'attaque mesurables par chaque télescope, nous avons également pris en compte les composantes du champ magnétique local fourni par l'instrument MAG durant la même période temporelle (la connaissance combinée du champ magnétique et du positionnement des télescopes permet en effet d'en déduire les plages d'angle d'attaque mesurables). Les limites minimale et maximale d'angle d'attaque mesurable par chaque télescope ont donc été déterminées, avec une résolution temporelle de l'ordre de la minute.

Nous pouvons alors représenter, sur la figure 12.1 les angles d'attaque mesurés par CHEMS (pour les protons de 20-50 keV) en fonction du temps durant le survol  $T_5$ , avec les flux mesurés par chaque télescope codés en couleur.

Plus précisément, nous avons représenté dans la figure 12.1 des flux normalisés (ou intensités) de protons. En outre, il peut y avoir un chevauchement des plages d'angle d'attaque des trois télescopes, si bien que les intensités sont alors cumulées. On observe donc que l'instrument CHEMS, durant la phase entrante du survol (avant 18h50), ne peut détecter que des ions ayant un angle d'attaque de l'ordre de  $70 - 140^\circ$  (l'enveloppe de la plage complète est surlignée d'un trait continu blanc). Puis la plage d'angle d'attaque détectable évolue et passe à environ  $0/20^\circ - 100/120^\circ$  jusques 19h15 (l'altitude minimale de 950 km est atteinte vers 19h12). Enfin, les angles d'attaques mesurables sont situés entre  $60$  et  $120^\circ$  environ.

La comparaison entre ces trois périodes temporelles est riche en enseignements. Les flux ioniques sont importants en amont et en aval de Titan pour des angles d'attaque assez divers et centrés sur  $\sim 100 - 120^\circ$ , mais durant la période où Cassini se situe en-dessous de l'exobase (représentée en ligne pointillée), les flux d'ions sont entièrement concentrés dans la plage d'angle d'attaque entre  $0$  et  $50^\circ$  environ, tandis que les flux aux angles plus importants sont entièrement vides de flux.

Si la variation de la plage d'angle d'attaque mesurable par CHEMS est une combinai-

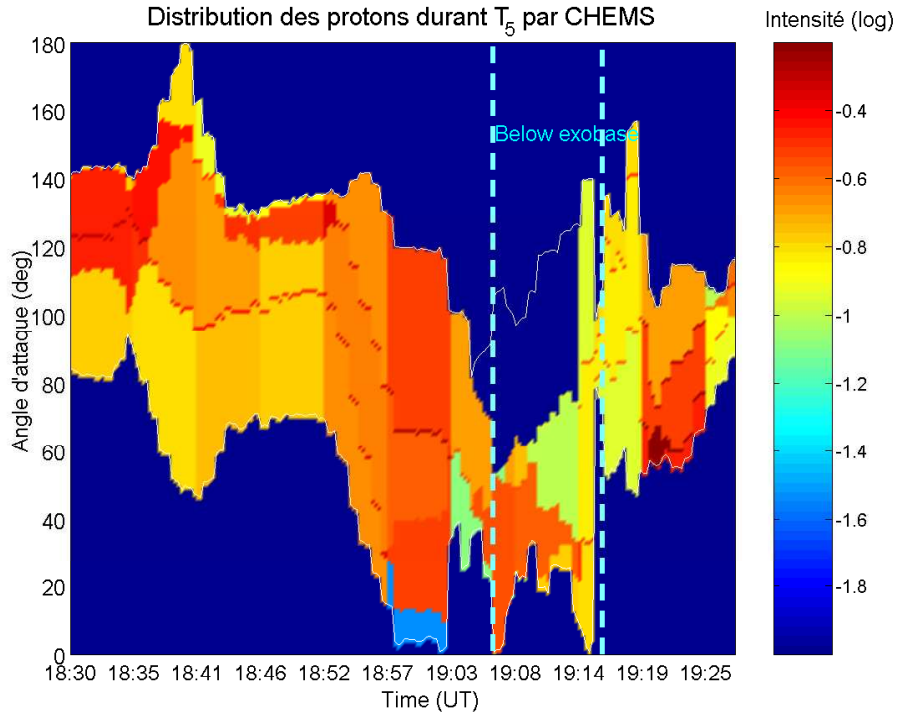


FIG. 12.1 – Angle d’attaque des protons de 20-50 keV durant le survol  $T_5$ , avec les intensités cumulées des télescopes de CHEMS codées en couleur

son des rotations de Cassini (réelle avant 19h) et du champ magnétique (durant le drapé autour de Titan), la comparaison des flux pour les angles d’attaque détectables indique clairement une évolution de cet angle pour les ions concernés. Les ions de 20-50 keV voient donc leur angle d’attaque évoluer vers de faibles valeurs, très probablement en raison de la rotation du champ magnétique se drapant autour de l’obstacle qu’est Titan.

Pourquoi l’angle d’attaque n’est-il pas conservé ? Parce que les rayons de giration de ces ions (de l’ordre du rayon de Titan ou plus) sont suffisamment importants pour que les particules ne suivent pas complètement l’évolution des lignes de champ magnétique. Les échelles caractéristiques de la giration des ions et de la rotation du champ magnétique sont similaires, ou même à l’avantage du rayon de giration, si bien que les ions ne “voient” probablement pas bien l’évolution de ce champ.

Enfin, nous avons tenté d’effectuer le même type d’analyse avec CHEMS pour d’autres survols, mais les statistiques de comptage étaient malheureusement trop faibles. Quant à l’instrument LEMMS, dont nous étudierons plus en détail les données dans le chapitre suivant, il ne permet pas d’étudier une telle évolution des angles d’attaque après le second survol  $T_b$ , depuis la mise à l’arrêt du moteur permettant la rotation de sa plate-forme. Durant les deux premiers survols  $T_a$  et  $T_b$ , soit les angles d’attaque n’étaient pas assez variés pour faire une telle analyse, soit ils ne montraient pas d’évolution très claire.

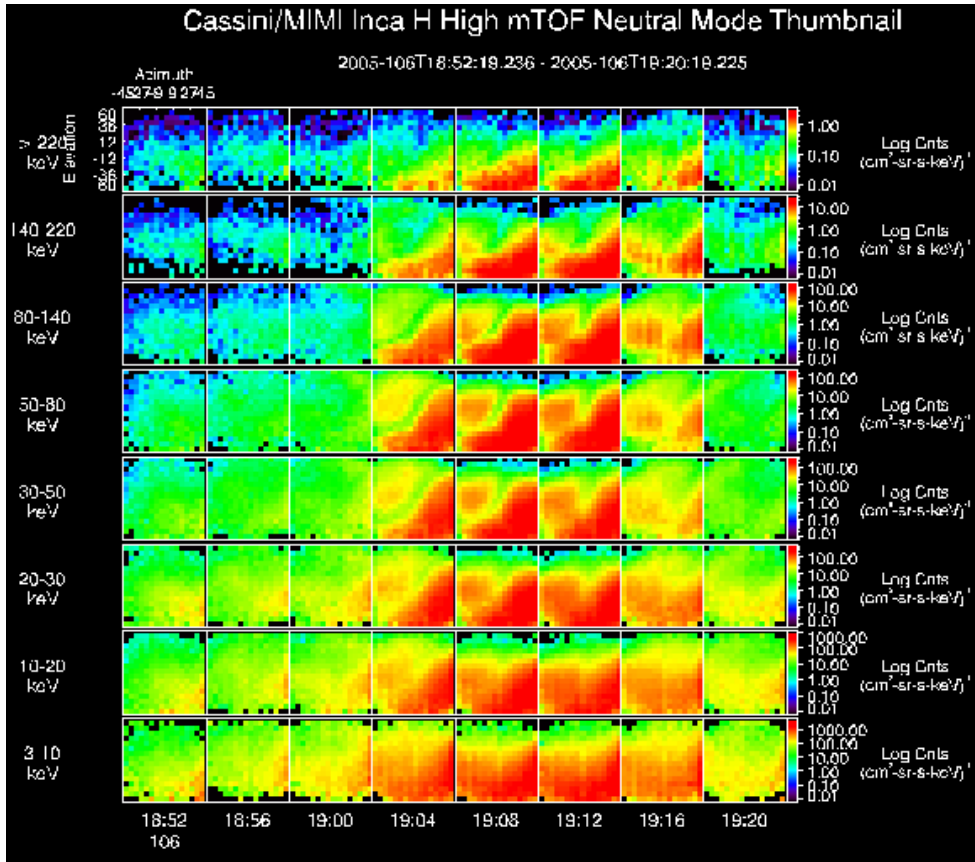


FIG. 12.2 – Images en H ENA durant le survol  $T_5$  de Titan

### 12.1.3 Analyse des données d'INCA durant le survol $T_5$

L'instrument INCA a fourni des nombreuses images durant ce survol d'avril 2005, notamment lorsque Cassini se trouvait à de très basses altitudes, bien au-dessous de l'exobase. Outre la présence de très forts flux d'ENAs, y compris à l'altitude la plus basse (voir le paragraphe 11.3 pour plus d'explication), les images ont montré une structure spatiale permettant d'en déduire quelques propriétés sur les ions parents de la magnétosphère.

La figure 12.2 montre les images en ENA d'hydrogène atomique obtenues par INCA durant le survol de Titan  $T_5$  (avec, pour rappel, l'heure d'altitude minimale vers 19h12). Les flux y sont codés en couleur, et les images se succèdent horizontalement en fonction du temps, et verticalement en fonction des bandes d'énergie considérées. On peut ainsi observer qu'à basse altitude, entre 19h04 et 19h20 (plage similaire à celle utilisée plus haut pour la période durant laquelle Cassini se situe en-dessous de l'exobase), les images sont très structurées spatialement, avec des flux forts séparés par un "S" de flux faibles.

Une telle structure est typique d'une distribution ionique, avec une distribution en angle d'attaque centrée sur une valeur particulière : si l'on place la position du champ magnétique dans un champ de vue complet, et que l'on considère une distribution en angle d'attaque gaussienne centrée sur  $0/180^\circ$ , nous obtiendrons deux zones de flux forts autour des deux directions du champ magnétique ; la séparation entre ces zones donnera

précisément un "S" avec des flux plus faibles.

Pourquoi une distribution en ENA serait-elle associée à une distribution des ions parents ? Pour la simple raison que nous considérons ici de très faibles altitudes, avec de telles densités de neutres (avec  $10^{10} - 10^{11}$  particules par  $cm^3$ ) que de très nombreuses collisions changent en permanence l'état de charge des particules qui nous concernent : il apparaît donc un équilibre entre les ENAs et les ions énergétiques, si bien que la distribution des ions se retrouve dans les images d'ENAs.

Mais à quel type de distribution en angle d'attaque ces structures spatiales des ENAs correspondent-elles ? Une approche simple pour répondre à cette question consiste à simuler une distribution gaussienne en angle d'attaque, centrée sur une certaine valeur, et d'en déduire, en fonction de la position du champ magnétique local au sein du champ de vue d'INCA, le type d'image qui en résulte. Rappelons que l'utilisation du champ magnétique local est tout à fait justifiée dans ce cas, puisque les ENAs imagés sont créés quasi-localement (en raison des faibles libre parcours moyens des particules, qui sont de l'ordre du km). Remarquons également que le champ de vue ainsi que le champ magnétique sont assez stables durant la période où l'on observe cette structure pour les ENAs.

Les figures 12.3 et 12.4 donnent les résultats de telles simulations, avec la configuration du champ magnétique vers 19h12-19h13 (représentative de la période considérée), avec respectivement des distributions en angle d'attaque centrées sur  $90^\circ$  et  $0^\circ$ . Cette image représente le champ de vue d'INCA, délimité par le rectangle en blanc, de manière directement comparable à la représentation des images de la figure 12.2, ainsi que la position du champ magnétique (avec les deux directions opposées du vecteur champ magnétique données par la croix et le cercle).

La comparaison de ces deux figures avec les images obtenues par INCA durant le survol  $T_5$ , qui montrent des flux très forts dans le coin en bas à droite du champ de vue, permet directement d'en conclure que les images en ENA indiquent une distribution en angle d'attaque très certainement centrée sur des valeurs faibles, loin de  $90^\circ$  : les résultats de la figure 12.4 reproduisent en effet bien mieux les flux obtenus par INCA.

En outre, une analyse similaire pour chaque image obtenue entre 19h05 et 19h15 (période durant laquelle Cassini se trouve en-dessous de l'exobase environ) semble indiquer que la distribution en angle d'attaque évolue vers des valeurs de plus en plus faibles, comme le montre l'étude des données de CHEMS.

Par ailleurs, la configuration du survol  $T_5$  (voir la partie 3.1.2 dans l'introduction) montre que la sonde Cassini passe au niveau du pôle Nord de Titan lorsqu'elle se trouve au plus près, donc en particulier durant la courte période qui nous intéresse. Or le drapé du champ magnétique est *a priori* important dans cette région, avec des lignes de champ très différentes du champ ambiant. L'hypothèse développée plus haut sur la façon dont les ions réagissent au drapé du champ magnétique autour de Titan, avec une évolution de l'angle d'attaque, apparaît donc d'autant plus réaliste compte-tenu de la région du drapé

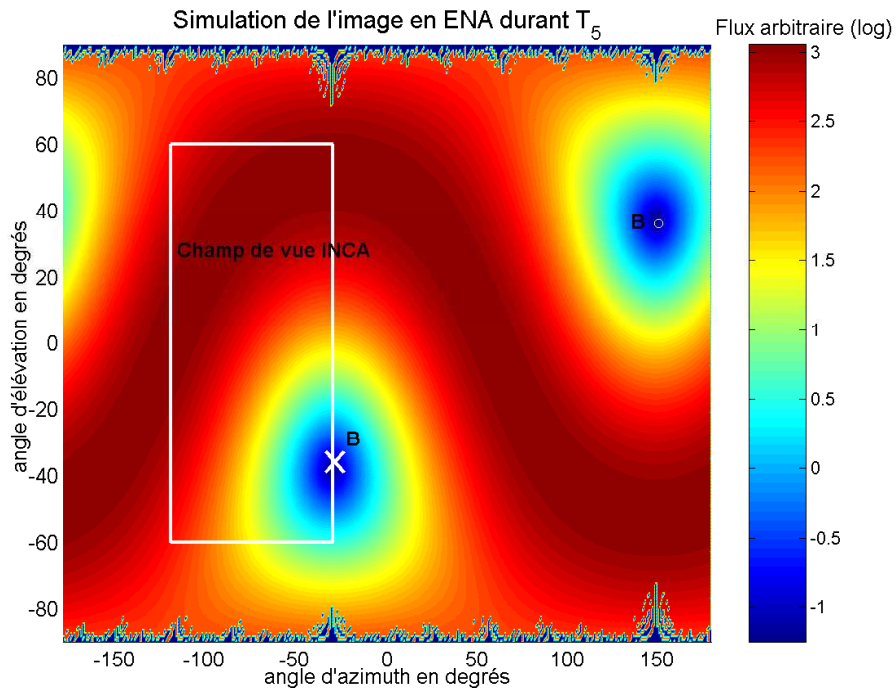


FIG. 12.3 – Image simulée en ENA durant le survol  $T_5$  pour une distribution gaussienne en angle d'attaque des ions parents centrée sur  $90^\circ$

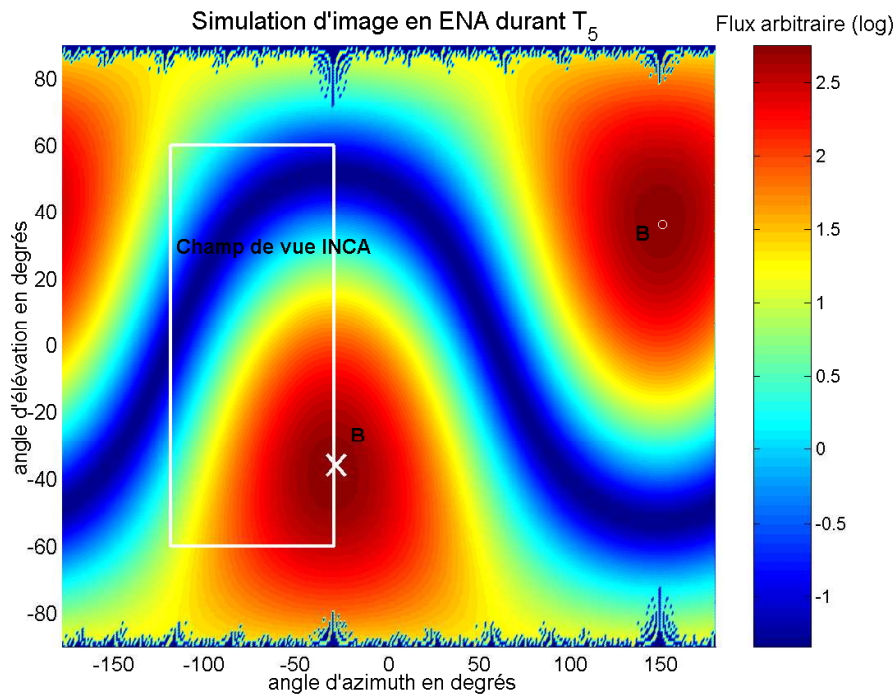


FIG. 12.4 – Image simulée en ENA durant le survol  $T_5$  pour une distribution gaussienne en angle d'attaque des ions parents centrée sur  $0^\circ$

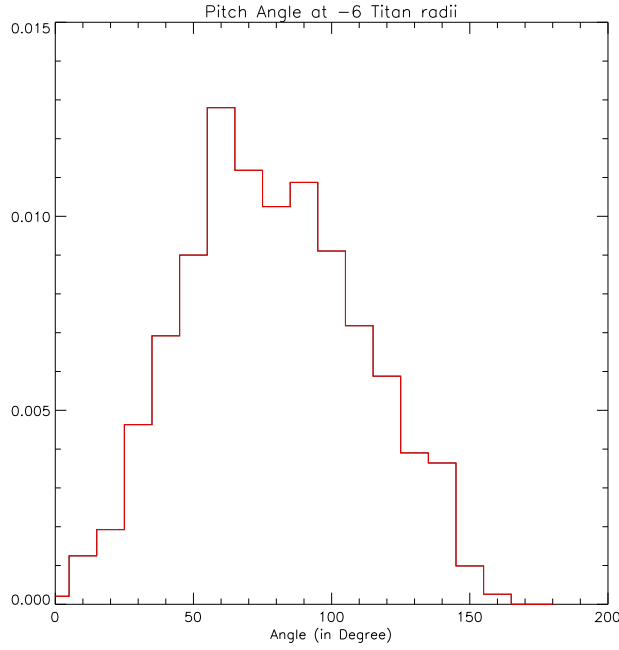


FIG. 12.5 – Distribution en angle d’attaque des protons thermiques en amont de Titan issues de simulations.

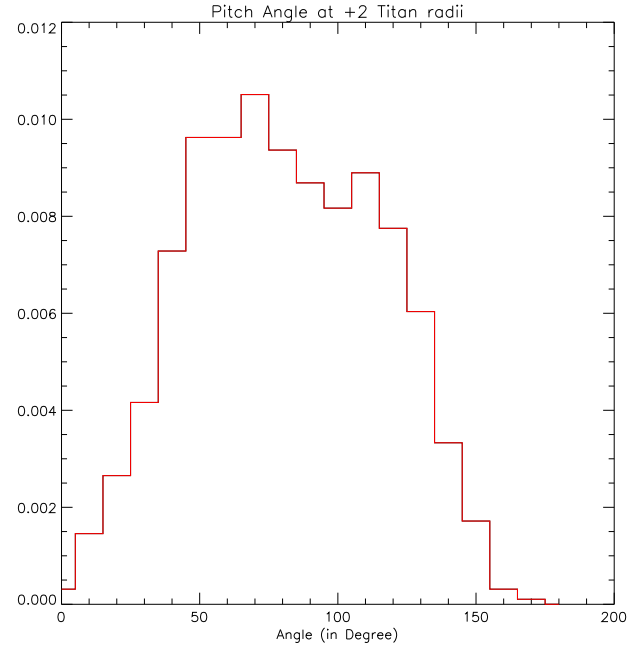


FIG. 12.6 – Distribution en angle d’attaque des protons thermiques en aval de Titan issues de simulations.

explorée par la sonde durant la période temporelle que nous analysons ici.

#### 12.1.4 Résultats de simulations hybrides

Nous allons présenter ici quelques résultats issus de notre collaboration avec Ronan Modolo qui a développé un modèle hybride de l’interaction entre Titan et son environnement, dont le principe est décrit dans l’introduction de la thèse en 1.3.2. Ce modèle a notamment été utilisé pour les conditions du survol  $Ta$  (Modolo and Chanteur 2007).

La question est de savoir si ce que nous observons avec les données de MIMI durant le survol  $T_5$ , c’est-à-dire une évolution de l’angle d’attaque des protons énergétiques en raison du drapé ”trop rapide” du champ magnétique autour de Titan, est reproductible avec un modèle hybride de l’interaction Titan/magnétosphère (où les ions sont traités de manière cinétique et les électrons de manière fluide).

Si l’on prend une distribution en angle d’attaque centrée sur  $90^\circ$  pour le plasma magnétosphérique en amont de Titan, que devient cette distribution en aval ? Les figures 12.5 et 12.6 représentent respectivement les distributions en angle d’attaque des protons thermiques (210 eV) en amont ( $X = -6R_T$  dans le repère SSO avec  $R_T = 2575$  km pour le rayon de Titan) et en aval de Titan ( $X = +2R_T$ ), tandis que les figures 12.7 et 12.8 représentent les distributions des protons énergétiques (30 keV) aux mêmes positions.

La comparaison des distributions amont/aval pour les protons thermiques montre qu’il n’y a pas de changement réel dans leurs angles d’attaques, avec une distribution centrée autour de  $80^\circ$  dans les deux cas. En revanche, les particules énergétiques voient leur

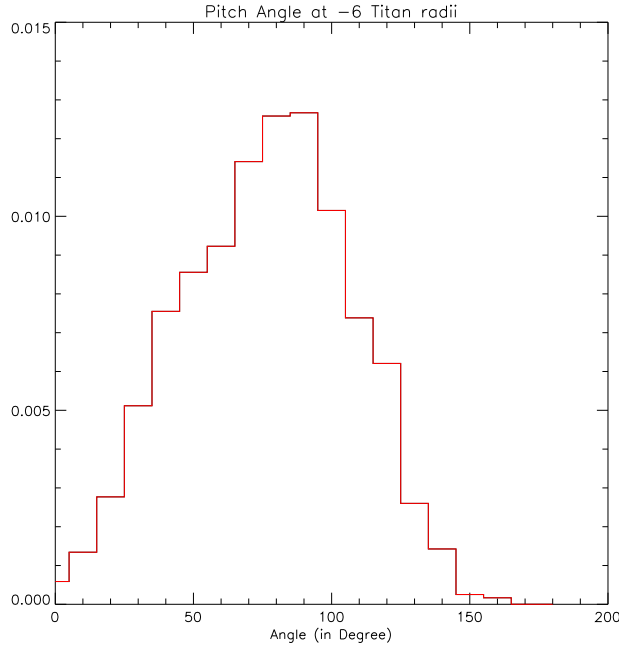


FIG. 12.7 – Distribution en angle d'attaque des protons énergétiques en amont de Titan issues de simulations.

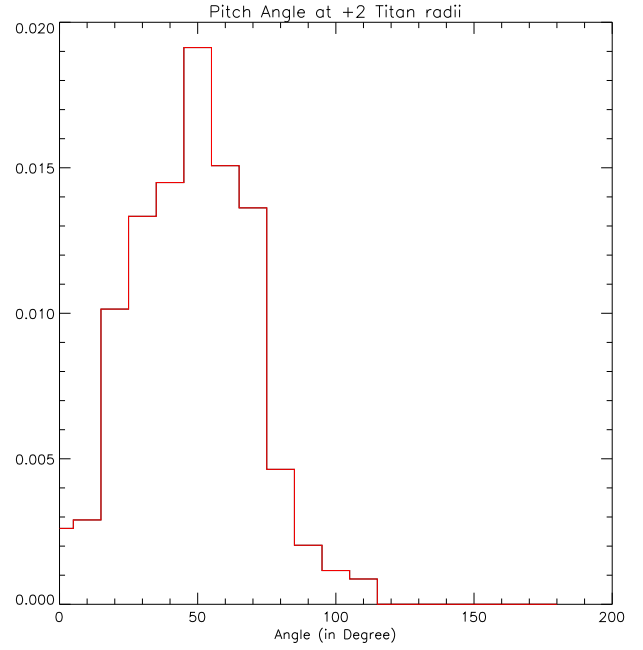


FIG. 12.8 – Distribution en angle d'attaque des protons énergétiques en aval de Titan issues de simulations.

distribution translatée vers de plus faibles valeurs, et ce de manière significative, puisque l'on passe d'une distribution centrée sur  $80^\circ$  à une autre centrée sur  $50^\circ$ .

Le modèle hybride de R. Modolo indique donc, pour les conditions du survol  $T_a$ , une évolution similaire pour les protons énergétiques, en ce qui concerne les distribution angles d'attaque, aux observations de MIMI réalisées durant le survol  $T_5$ . Par ailleurs, l'interprétation que nous en avons donné plus haut, avec le rôle du drapé du champ magnétique autour de Titan, est largement étayée par l'absence d'évolution pour les distributions en angle d'attaque des particules thermiques. En effet, les protons thermiques ont un rayon de giration bien plus faible que celui des protons énergétiques, avec un facteur 12 de différence, si bien que les échelles caractéristiques sont très différentes : les protons thermiques, contrairement aux protons énergétiques, ont un rayon de giration suffisamment petit pour avoir le temps de "voir" la rotation du champ magnétique due à son drapé autour de Titan, et la suivre.

## 12.2 Détection d'ions "pickups"

L'analyse des données de l'instrument durant le survol  $T_5$  en particulier a permis d'aborder un autre aspect de l'interaction entre l'exosphère de Titan et la magnétosphère de Saturne, la création (et la détection) d'ions dits "pickup". Ce processus participe notamment aux divers phénomènes non thermiques dans la haute atmosphère de Titan (*Michael and Johnson 2005*).

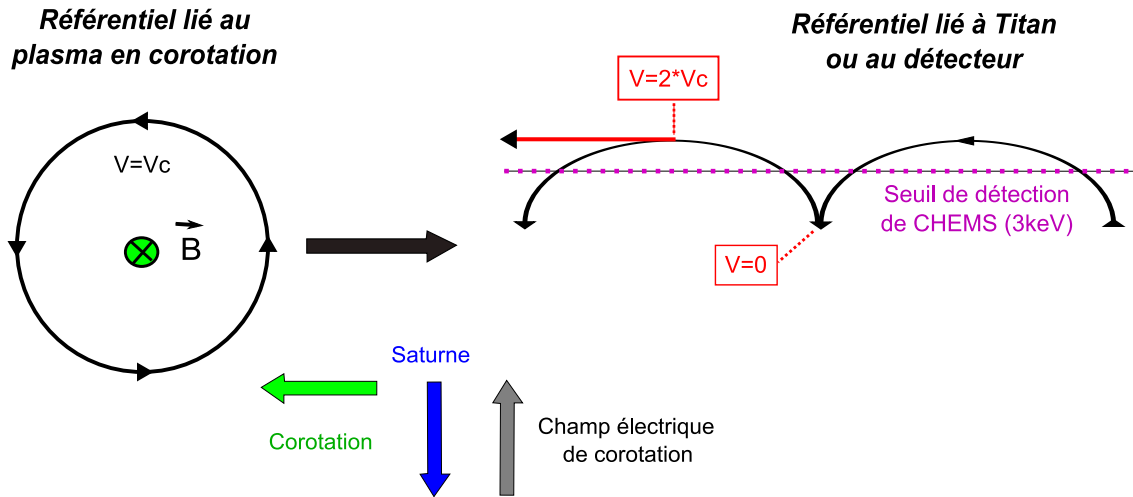


FIG. 12.9 – Schéma simplifié de la trajectoire d'un ion pickup, dans les référentiels du plasma en corotation (ou du champ magnétique) et de Titan (ou de Cassini).

Les ions pickup sont connus depuis une vingtaine d'années environ, avec des observations dans divers environnements tels que des comas cométaires, le gaz interstellaire, et bien évidemment les exosphères. Il s'agit d'ions créés à partir de gaz neutres par divers mécanismes d'ionisation, tels que la photoionisation, l'impact électronique, l'échange de charge ou encore le criblage.

Dans le cas d'exosphères (celle de Titan en particulier), ces ions nouvellement créés ont une faible vitesse initiale dans le repère de l'atmosphère, puis sont accélérés par le champ électrique  $\vec{E} = -\vec{v}_c \wedge \vec{B}$  (avec  $\vec{v}_c$  et  $\vec{B}$  respectivement vitesse de corotation du plasma kronien et champ magnétique de Saturne).

A partir de leur point de création, il est possible de représenter leur trajectoire simplifiée, dans un repère lié à Titan (ou à Cassini, compte-tenu des ordres de grandeur des différentes vitesses), comme une cycloïde. En effet, comme l'explique le schéma 12.9, les ions nouvellement créés ont certes une énergie faible dans le repère de Titan, mais leur vitesse initiale dans le repère du champ magnétique kronien en rotation est approximativement de  $-\vec{v}_c$ . Puis, toujours dans le repère du champ magnétique, l'ion entre en giration avec pour vitesse de giration précisément cette vitesse de corotation (puisque'il s'agit de sa vitesse initiale dans ce repère). Ensuite, si l'on transporte cette trajectoire dans le repère de Titan, en combinant la giration et la translation due au changement de référentiel, on obtient une cycloïde, avec une vitesse initiale nulle et une vitesse maximale de  $2 * v_c$ .

L'instrument CHEMS permet de détecter localement les ions, avec 3 keV pour seuil minimal d'énergie. Il est donc impossible de détecter les ions pickups à n'importe quel moment de leur trajectoire : le seuil de détection instrumental correspond à un seuil minimal de vitesse pour l'ion, bien évidemment inférieur à la vitesse maximale de la particule. On attend ainsi une distribution spatiale spécifique, avec pour direction préférentielle celle de la corotation.



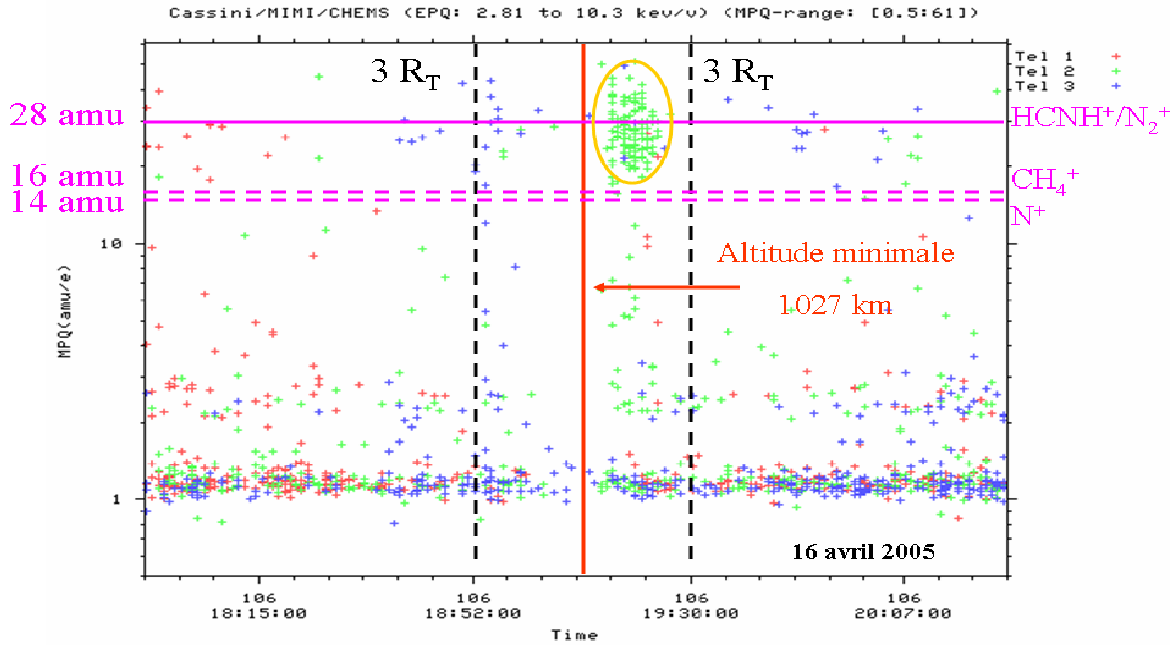


FIG. 12.10 – Données de CHEMS durant le survol  $T_5$ , pour les 3 télescopes et des énergies de 2.8 à 10.3 keV.

L'analyse des données des premiers survols de Titan n'a pas révélé de manière évidente des populations que l'on pourrait identifier comme étant des ions pickups. En revanche, les données de CHEMS sont intéressantes de ce point de vue durant le survol  $T_5$  du 16 avril 2005.

Durant ce survol, un groupe d'ions lourds est détectable par CHEMS autour de 19h20 UT (durant une période de 10 minutes environ), peu après la position de plus basse altitude (qui a lieu à 19h12 pour rappel). Ce groupe, entouré en orange dans la figure 12.10, est très localisé, aussi bien spatialement qu'en terme de distribution spatiale (seul le télescope 2 les détecte), ou en terme d'énergie (en-dessous de 10-15 keV). La détection par un seul télescope et les faibles énergies concernées suggèrent qu'il s'agit bien d'ions pickups : on attend en effet une direction bien particulière pour les ions (voir plus haut) et dans une plage d'énergie inférieure à l'énergie cinétique correspondant à  $2 * V_c$  pour les masses ioniques en question. Les ions lourds magnétosphériques sont quant à eux détectables à des énergies bien plus fortes.

Par ailleurs, nous nous intéressons uniquement aux ions lourds, bien qu'il puisse y avoir des ions pickups légers (protons notamment) visibles dans la figure 12.10. En effet, les énergies des ions magnétosphériques légers sont plus faibles que celles des ions lourds, ce qui rend plus difficile la distinction entre ions pickups et ions magnétosphériques dans leur cas.

Enfin, les premières analyses montrent une grande dispersion en masse pour les espèces détectées, avec des ions pickups plus lourds que  $CH_4^+$  (ou  $O^+$ , mais il n'est pas attendu dans l'atmosphère de Titan), probablement en partie  $N_2^+/HCNH^+$ .

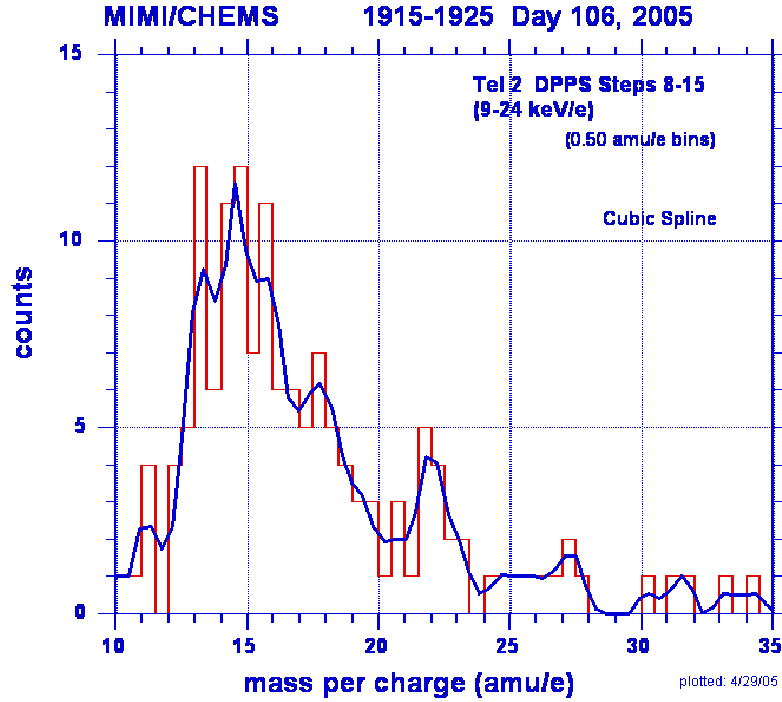


FIG. 12.11 – Spectre de masse des ions lourds mesurés durant le survol  $T_5$  par CHEMS.

Cependant, il s'avère que nous sommes ici dans le cas d'une détection par coïncidence "double" et non "triple". Cela signifie que l'énergie de la particule n'est pas connue, seuls les rapports  $E/q$  et  $E/m$  sont connus. La déflexion électrostatique (donnant le rapport  $E/q$ ) et la mesure du temps de vol (donnant la vitesse soit  $E/m$ ) ont bien lieu, mais les détecteurs à état solide ne peuvent permettre la mesure de l'énergie qu'au-delà de 27 keV. La conséquence est que la méconnaissance de l'énergie ne permet pas de connaître précisément la masse, seul le rapport  $m/q$  utilisé en ordonnée de la figure 12.10 est déterminé. D'autre part, même ce rapport peut être légèrement surestimé, à cause de la perte d'énergie des ions en traversant la feuille carbone de l'instrument, ce qui résulte en des "temps de vol" mesurés plus longs. On attend dans ce cas une forte dispersion vers des valeurs plus fortes de  $m/q$ . Une meilleure estimation du rapport  $m/q$  amène à un spectre tel que celui de la figure 12.11, où l'on sélectionne le seul télescope n°2, et pour des énergies de 9-24 keV.

Les ions détectés durant cette période sont donc probablement des ions pickups lourds, avec une identification possible, compte-tenu des profils atmosphériques, d'ions  $CH_4^+$  et  $N_2^+/HCNH^+$  (Garnier et al. (2005), Hamilton et al. (2005)). Les énergies associées sont entre 7 et 12 keV pour la plupart des ions, ce qui correspond à la vitesse maximale d'un ion de 28 unités de masse atomique pour une vitesse de corotation du plasma de l'ordre de 150 km/s.

Si l'on considère les facteurs géométriques et efficacités de détection appropriés, il semble que le flux d'ions pickups détectés, pour des espèces entre 15 et 25 amu, est

environ de l'ordre de  $10^3 (cm^2.s.sr.keV)^{-1}$ .

En outre, il est intéressant de se demander pourquoi CHEMS détecte ces particules à ce moment précis, et manifestement pas durant les survols précédents. En premier lieu, on peut noter que ces particules sont observées du côté anti-Saturne (puisque seulement durant la partie sortante du survol), c'est-à-dire du côté où les ions pickups sont accélérés par le champ électrique de corotation (approximativement dirigé vers le côté anti-Saturne). On les observe donc bien du côté où ils sont attendus.

En revanche, ils devraient, d'après des simulations hybrides (*Sillanpää, Modolo*, communication privée), être plutôt détectés en aval de Titan (alors qu'ici ils le sont légèrement en amont de Titan, près du pôle), dans la mesure où ils sont emmenés par la corotation, avec un certain temps nécessaire pour qu'ils gagnent suffisamment d'énergie (pour atteindre la limite de détection de CHEMS de 3 keV). Ainsi, pour une vitesse de corotation de l'ordre de 150 km/s, le gain en énergie par unité de longueur est d'environ  $2.3 \text{ keV}/R_T$ , ce qui implique une distance nécessaire importante ( $> 1.5 R_T$ ) depuis l'origine du pickup pour gagner suffisamment d'énergie pour être détecté.

Une analyse précise du positionnement du champ de vue par rapport à la direction idéale de la corotation durant  $T_5$  et les autres premiers survols de Titan ne permet malheureusement pas d'expliquer pourquoi les ions pickups ne sont détectés qu'à ce moment et à cet endroit précis.

Malheureusement, un certain nombre de limitations, dont la principale est le seuil en énergie, empêchent d'utiliser avec précision les données de CHEMS en ce qui concerne la détection d'ions pickups, qui font par contre de l'instrument CAPS un instrument avec une gamme en énergie plus appropriée pour ce type d'analyse. Pour la détection des ions pickups, il est évident que CHEMS se situe à ses limites basses de fonctionnement, avec un seuil de détection impliquant une observation pour une partie mineure de la trajectoire de l'ion, et avec une incertitude sur la détermination du rapport  $m/q$  (et donc l'identification des espèces concernées) en raison des faibles énergies concernées. L'instrument CAPS, dont la gamme en énergie se situe entre 1 eV et 50 keV, et dont la résolution angulaire est meilleure (*Young et al.* 2004), est de ce point de vue bien plus adapté à l'observation d'ions pickups à des énergies faibles (donc pour une bonne partie de leur trajectoire).

En outre, en dehors de la détection, il est également difficile de déterminer l'origine géographique des particules. Contrairement aux conditions d'observations de CAPS, dont la sensibilité et la gamme en énergie permettent de remonter, à partir des ions pickups, à des informations sur l'exosphère source (avec des principes développés par *Hartle et al.* (2006b) et appliqués pour les ions pickup  $CH_4^+$  de Titan par *Hartle et al.* (2005)), les conditions de CHEMS impliquent une distance plus grande depuis l'origine de l'ion pickup, avec des effets probablement importants de rayon de giration.

# Chapitre 13

## Analyse statistique des données ioniques de LEMMS

Ce chapitre est consacré à l'étude statistique des données de LEMMS pour les protons énergétiques, lors des traversées de l'orbite de Titan par Cassini (pour les 2 années ayant suivi l'insertion en orbite de la sonde autour de Saturne). Cela nous permet d'avoir une vision globale de la principale population magnétosphérique dans l'environnement de Titan, tant en terme de flux qu'en terme de distribution en angle d'attaque. Nous verrons par ailleurs quelques premiers résultats, pour les protons énergétiques, d'un code de particules tests issu du code hybride de *Modolo and Chanteur* (2007).

### 13.1 Analyse des flux de protons énergétiques à l'orbite de Titan

La démarche pour étudier les données de protons est tout d'abord d'identifier les événements à analyser, puis d'établir des statistiques de flux pour les différents canaux de LEMMS considérés, et enfin d'analyser la distribution en angle d'attaque de ces ions.

Il faut également préciser que nous nous concentrons ici sur le plasma magnétosphérique ambiant à l'orbite de Titan, ce qui restreint aux périodes temporelles où Cassini se situe en dehors de l'atmosphère dense de Titan, où le plasma est extrêmement dense et perturbé.

#### 13.1.1 Choix des événements

Nous avons choisi de considérer, dans notre étude, toutes les traversées de l'orbite de Titan par la sonde Cassini. Mais quel critère utiliser pour déterminer la position de l'orbite de Titan, en dehors des survols ?

Le critère utilisé fut la position de Titan par rapport à la topologie de la magnétosphère, c'est-à-dire la valeur du paramètre  $L$  introduit par *McIlwain* (1961), qui donne ici la

distance équatoriale d'une ligne de champ magnétique en unités de rayons de Saturne ( $R_S = 60268$  km). En outre, la valeur de  $L$  étant variable au cours du temps pour Titan (aux alentours de 20-21  $R_S$ ), nous avons estimé sa valeur, pour chaque point de traversée par Cassini, lorsque Titan est passé au plus près (temporellement) à la même position dans la magnétosphère (le même temps local). Réalisé pour chaque traversée d'orbite, cela nous amène aux plages temporelles d'analyse à considérer.

Jusqu'en début juin 2006, et depuis le 1er juillet 2004, 52 traversées d'orbite ont eu lieu, dont 14 étaient des survols proches de Titan, et dont une n'a pu être étudiée par l'instrument LEMMS. Nous avons par ailleurs considéré, pour obtenir des données moyennées représentatives de l'orbite de Titan, une plage temporelle d'une heure centrée sur la position attendue de l'orbite de Titan. Cela correspond à une variation de quelques dixième de rayons de Saturne pour le paramètre  $L$ , ce qui est tout à fait raisonnable pour l'analyse que nous développons ici.

### 13.1.2 Etude statistique des flux de protons

L'étude des populations de protons à l'orbite de Titan a été réalisée à partir de la mesure des flux des quatre principaux canaux de protons de LEMMS ( $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ , voir la description de MIMI en 3.2), grâce à l'outil MIDL utilisant les dernières calibrations. Ces canaux correspondent à une bande globale en énergie de 27 à 255 keV.

Nous nous sommes affranchis des variations rapides des flux dues au bruit en moyennant les données, puis nous avons, pour chaque période de mesure et chaque canal en énergie, enregistré les valeurs minimales, moyennes et maximales de flux de protons.

Nous avons par ailleurs stocké un certain nombre d'informations sur les différentes traversées analysées, telles que le temps local (donnant la position dans la magnétosphère par rapport à la direction solaire), la valeur du paramètre  $L$ , la latitude, la distance, et enfin bien évidemment la date. Nous verrons dans le paragraphe suivant si les flux de protons semblent suivre une dépendance en fonction de l'un de ces paramètres.

La figure 13.1 donne le résultat de ces analyses pour les 51 traversées d'orbite considérées, avec les flux de protons pour les quatre principaux canaux de LEMMS, en fonction de la période temporelle de la traversée (donnée par le temps en secondes depuis la date du 1er janvier 2004). Les "barres d'erreur" donnent les valeurs minimales et maximales mesurées, fournissant ainsi une mesure de la variabilité des flux.

Outre le fait que l'on observe, comme attendu, des flux de plus en plus faibles lorsque l'on considère des énergies de plus en plus élevées (depuis le canal  $A_0$  jusqu'au canal  $A_1$ ), il est également notable que les flux sont assez dynamiques au cours des différentes traversées. On observe ainsi des variations de plusieurs ordres de grandeur pour les différents canaux, avec en particulier quelques événements autour de l'été 2005 avec de très forts flux pour le canal  $A_0$  (dont un événement touchant également le canal  $A_1$ ).

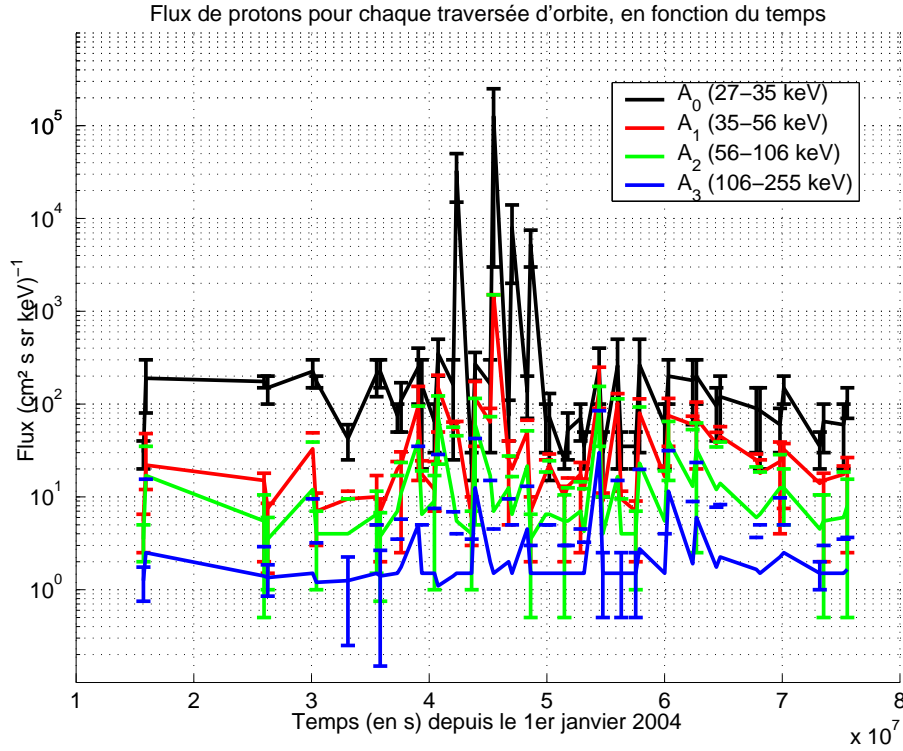


FIG. 13.1 – Flux de protons à l'orbite de Titan pour les 4 principaux canaux en énergie de LEMMS, en fonction de la période temporelle des traversées d'orbite concernées. L'origine des temps est prise au 1er janvier 2004, avec par conséquent des traversées de l'orbite de Titan se situant entre fin juin 2004 et fin mai 2006.

Le tableau 13.1 fournit les principales informations statistiques sur les flux de protons, pour chaque canal, lors des traversées de Titan : la valeur moyenne des flux (globale ou réduite à un certain pourcentage de données pour éviter les événements de fort flux) et la dispersion des valeurs (donnée par le rapport  $\frac{\sigma}{m}$  entre l'écart type  $\sigma$  et la moyenne  $m$ ). Par ailleurs, nous avons donné ces paramètres pour la période spécifique où le moteur de LEMMS tournait, couvrant alors une large gamme d'angles d'attaque des ions (c'est-à-dire jusqu'à la traversée du 18 janvier 2005 comprise).

Canal en énergie	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$
Flux moyen	3494.5	63.8	14	2.8
Flux moyen réduit à 80% de données	133.5	29.4	9.4	1.7
Flux moyen pour LEMMS tournant	141.1	14.2	7.1	1.5
$\frac{\sigma}{m}$ (ou $\frac{\text{EcartType}}{\text{Moyenne}}$ )	5.2	3.28	1.29	1.60
$\frac{\sigma}{m}$ réduit à 80% de données	0.63	0.77	0.59	0.33
$\frac{\sigma}{m}$ pour LEMMS tournant	0.53	0.71	0.75	0.31

TAB. 13.1 – Paramètres statistiques pour l'analyse statistique des flux de protons (en  $(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{keV})^{-1}$ ) des canaux  $A_0$  (27-35 keV),  $A_1$  (35-56 keV),  $A_2$  (56-106 keV) et  $A_3$  (106-255 keV) de LEMMS, pour les différentes traversées de l'orbite de Titan.

Les divers paramètres donnés dans cette table permettent de mettre en évidence que le

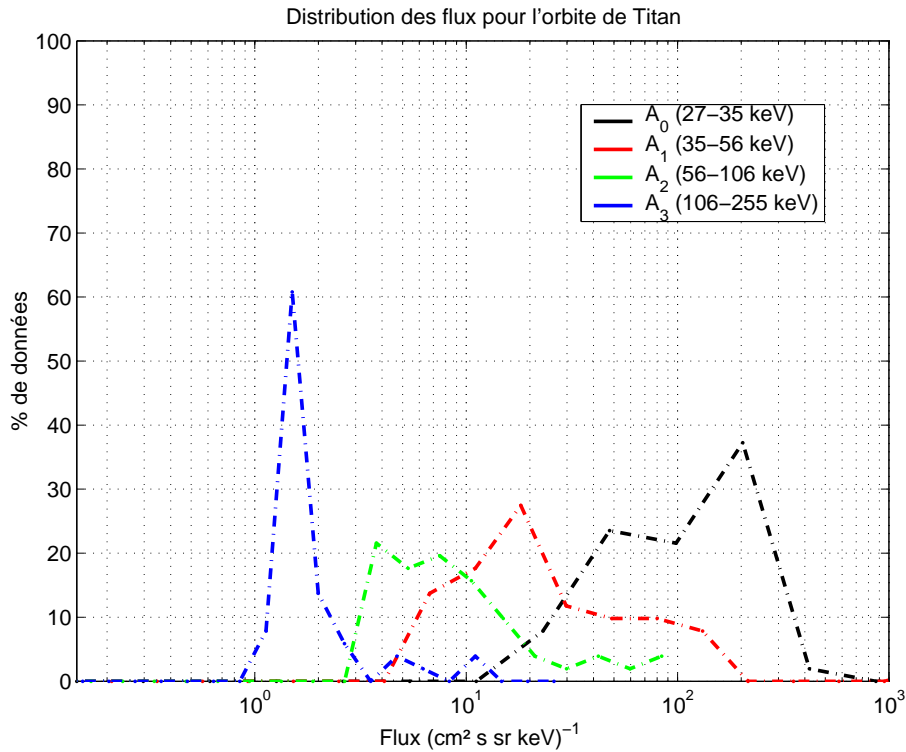


FIG. 13.2 – Distribution des flux de protons lors des traversées de l'orbite de Titan, en fonction du canal considéré.

canal  $A_0$  est particulièrement variable au cours des traversées, plus que les autres canaux. Par ailleurs, si l'on réduit les données à hauteur de 80% (ou à simplement 90% pour les autres canaux que  $A_0$ ), excluant les valeurs les plus extrêmes, il apparaît que les flux sont relativement stables, avec une grande majorité de valeurs de flux (en  $(cm^2.s.sr.keV)^{-1}$ ) situées aux alentours de 130 pour  $A_0$ , 30 pour  $A_1$ , 10 pour  $A_2$  et 2 pour  $A_3$ . Si la dispersion des valeurs est très importante sur l'ensemble des survols (avec un écart type bien supérieur à la valeur moyenne des flux), une réduction des données permet néanmoins de la limiter avec un rapport  $\frac{\sigma}{m}$  inférieur à 1, même s'il s'agit de valeurs encore non négligeables.

En outre, il apparaît que la période où LEMMS tournait donne des résultats similaires à ceux considérant une réduction de l'ensemble des données. Cela peut être simplement lié à l'absence d'événement particulier durant cette courte période (qui ne concerne que 7 traversées), ou bien au lissage des données résultant de la prise en compte d'une distribution spatiale bien plus large pour les populations mesurées.

Il est également intéressant de représenter d'une autre manière ces résultats, en donnant, comme sur la figure 13.2, la distribution (en pourcentage de données) des flux de protons pour les différents canaux, ce qui fournit par ailleurs une indication sur la pente du spectre en énergie. La distribution en flux des protons est particulièrement concentrée pour le canal d'énergie maximale, puis les distributions s'élargissent pour des énergies plus faibles. Les pics de distribution semblent par ailleurs espacés de manière régulière entre les différents canaux, ce qui laisse à penser qu'une loi de puissance permet probable-

ment de représenter correctement les distributions en énergie des populations de protons énergétiques à l'orbite de Titan (voir plus loin pour plus de détail), comme établi par *Krimigis et al.* (1983) à partir des données de Voyager.

Enfin, il est important de noter la proximité des résultats lorsque l'on considère la seule période où le moteur de LEMMS était en rotation (durant les sept premières traversées) et l'ensemble des traversées. Cet accord indique *a priori* que les flux de LEMMS depuis l'arrêt de la rotation sont représentatifs, malgré l'absence de couverture en angle d'attaque.

### 13.1.3 Recherche d'une éventuelle dépendance en fonction de divers paramètres

Nous avons cherché à établir d'éventuelles dépendances structurées des populations de protons énergétiques en fonction de divers paramètres. En particulier, nous avons représenté l'évolution des flux de protons en fonction du temps local, du paramètre  $L$ , ou encore de la latitude.

L'analyse de ces évolutions n'a pas mis en évidence de lien statistique particulier entre les flux de protons et la position de la traversée dans la magnétosphère. Cependant, il est à noter que les traversées étudiées ne couvrent parfois qu'une gamme réduite de valeurs pour les paramètres évoqués : en particulier, la latitude est très faible pour la grande majorité des traversées, et le temps local en degrés est quasi-systématiquement négatif (ce qui correspond à la gamme horaire de 0h-6h-12h TL). Il est donc bien difficile de conclure à l'heure actuelle sur un lien ou une absence de lien entre les flux mesurés et tel ou tel paramètre.

En revanche, l'observation de la figure 13.1 fournit une information intéressante. Il apparaît en effet très clairement que les variations temporelles des flux pour les différents canaux se suivent de manière très précise. Les tendances et même les minima/maxima sont identiques d'un canal à l'autre. Ainsi, le rapport de flux entre les différents canaux est constant au cours du temps (hormis les quelques événements de flux forts pour  $A_0$ ).

Le rapport de flux entre deux canaux en énergie peut être utilisé pour en déduire une estimation de la température, si l'on suppose une distribution en énergie maxwellienne par exemple. L'analyse des flux de protons à l'orbite de Titan, en indiquant des rapports de flux quasi-constants au cours du temps, amène donc à l'idée que la température du plasma énergétique à l'orbite de Titan est relativement stable. En revanche, cela n'empêche pas que les flux (donc les densités) aient une variabilité significative au cours du temps. Ces deux remarques font alors penser à des processus physiques tels que les mécanismes d'interchange (voir les travaux de *André* (2003)), où la température (et non la densité) est stable pour la période analysée, plutôt qu'un couplage avec le vent solaire, avec par exemple des sous-orages magnétosphériques, où l'apport d'énergie change significativement la température du plasma (même si de tels sous-orages ont été observés à l'orbite



de Titan (*Mitchell et al.* 2005b)).

Cependant, il serait prématuré de notre part de conclure sur les phénomènes ayant lieu dans la magnétosphère à l'orbite de Titan, car les populations ici concernées sont les protons énergétiques, qui ne constituent que la queue de la distribution du plasma magnétosphérique. Les protons énergétiques ne sont donc pas les meilleures populations références pour inférer une température du plasma, et *a fortiori* des conclusions sur les mécanismes de transport dans cette région de la magnétosphère.

#### 13.1.4 Estimation de profils en loi de puissance pour les distributions en énergie des protons

La partie précédente sur l'imagerie des ENAs a utilisé pour les profils en énergie des flux de protons une loi de puissance, en accord avec les analyses réalisées par *Krimigis et al.* (1983) à partir des données de Voyager (voir le paragraphe 9.2.1).

Nous avons cherché à trouver les coefficients  $a$  et  $b$  correspondant à la loi de puissance donnant le flux de protons  $J_{ION}$  en fonction de l'énergie  $E$  :  $J_{ION}(E) = 10^a E^b$ . Nous avons pour cela minimisé l'erreur relative (cumulée sur les 4 canaux en énergie considérés) entre une loi de puissance et les flux moyens mesurés, et ce à chaque traversée d'orbite.

Il apparaît que l'erreur relative moyenne (en prenant le logarithme des flux pour mettre au même niveau l'importance de chaque canal), sur l'ensemble des traversées d'orbite, entre une loi de puissance et les flux mesurés, est de l'ordre de 35% (ou de 21% si l'on réduit à 90% de données). Il s'agit donc d'une erreur raisonnable permettant de conclure sur la possibilité de représenter les distributions de flux de protons par des lois de puissance.

La table 13.2 fournit à ce propos divers paramètres, tels que les coefficients  $a$  et  $b$  moyennés sur l'ensemble des traversées d'orbite, ainsi que la dispersion des valeurs (donnée par le rapport  $\frac{\sigma}{m}$  entre l'écart type et la moyenne). On ajoute là aussi de manière spécifique les valeurs de ces paramètres pour la seule période où le moteur de LEMMS tournait.

	Coefficient $a$	Coefficient $b$
Valeur moyenne	-2.20	5.11
Valeur moyenne réduite à 90% de données	-2.19	5.10
Valeur moyenne pour LEMMS tournant	-2.58	5.79
$ \frac{\sigma}{m} $ (ou $ \frac{EcartType}{Moyenne} $ )	0.40	0.37
$ \frac{\sigma}{m} $ réduit à 90% de données	0.17	0.16
$ \frac{\sigma}{m} $ pour LEMMS tournant	0.18	0.18

TAB. 13.2 – Paramètres statistiques pour l'analyse statistique des profils en énergie des flux de protons pour les canaux  $A_0$ - $A_1$ - $A_2$ - $A_3$  combinés, pour les différentes traversées de l'orbite de Titan

La dispersion des valeurs des coefficients est raisonnable (d'autant plus lorsque l'on

retire les valeurs extrêmes), plus faible que la dispersion des valeurs de flux, mais elle reste non négligeable d'autant plus qu'il s'agit de coefficients de puissance, dont la variabilité a une grande influence sur les flux. Il n'est donc pas possible de fournir une seule loi de puissance caractéristique des populations de protons à l'orbite de Titan, mais il est possible de fournir une gamme raisonnable pour les coefficients de la loi de puissance (valable pour plus de 80% de valeurs) :  $-2.9 < a < -1.7$  et  $4.0 < b < 5.8$ . Le coefficient  $a$  est bien plus stable que le coefficient  $b$ , ce qui confirme que les profils d'ions sont variables en intensité, mais les rapports de flux (donnant la pente  $a$  du profil) sont quant à eux relativement constants.

Nous pouvons par ailleurs noter que les profils ainsi obtenus pour les protons énergétiques sont finalement assez peu pentus, avec des valeurs relativement importantes pour le coefficient  $a$ , ce qui induit une importante population de protons dans la queue de la distribution du plasma magnétosphérique. En effet, les analyses de *Krimigis et al.* (1983) indiquaient, pour les protons énergétiques entre 30 keV et 150 MeV, une distribution de protons du type kappa, qui peut être assimilée aux hautes énergies (bien au-delà de la vitesse de corotation, ce qui est le cas ici, cf. plus haut) à une loi de puissance. Or le coefficient de puissance, dénommé  $a$  ici, et valant  $-(\kappa + 1)$  pour la queue d'une distribution kappa, est donné par ces auteurs aux alentours de  $-5/-7$  entre  $L = 5$  et  $15 R_S$  ( $\kappa = -7.3$  pour un point de mesure à  $L = 17 - 18 R_S$  et pour  $E = 30$  keV), ce qui indique des profils bien plus pentus dans les régions analysées par *Krimigis et al.* (1983) (Titan se situe pour rappel vers  $L = 20 R_S$ ) et pour les énergies concernées par ces données de Voyager.

Enfin, de même qu'à la suite des analyses de flux de protons dans le paragraphe 13.1.2, les résultats donnés ici confirment que les profils de protons sur l'ensemble des traversées sont comparables à ceux de la période où le moteur de LEMMS tournait.

## 13.2 Distributions en angle d'attaque des protons

Après avoir étudié dans les sections précédentes les flux de protons mesurés par l'instrument LEMMS, nous allons nous intéresser à la distribution en angle d'attaque de ces populations. Nous allons, pour ce faire, nous concentrer sur les deux canaux de plus fort flux que sont  $A_0$  et  $A_1$ , pour chacune des traversées de l'orbite de Titan précédemment identifiées. La majeure partie des traversées d'orbite de Titan ont cependant eu lieu après l'arrêt du moteur de LEMMS, impliquant une très faible couverture en angle d'attaque par l'instrument. Nous allons donc étudier les distributions obtenues à l'échelle d'une traversée (et non de manière instantanée) durant cette période, et comparer les résultats obtenus avec ceux pour la période de fonctionnement nominal du moteur de LEMMS.

Nous avons, de la même manière, pris en compte une plage d'une heure autour de la traversée idéale de l'orbite de Titan. La résolution temporelle a été choisie de telle manière que lors d'une rotation du moteur (en 86 s), il y ait suffisamment de points de mesures

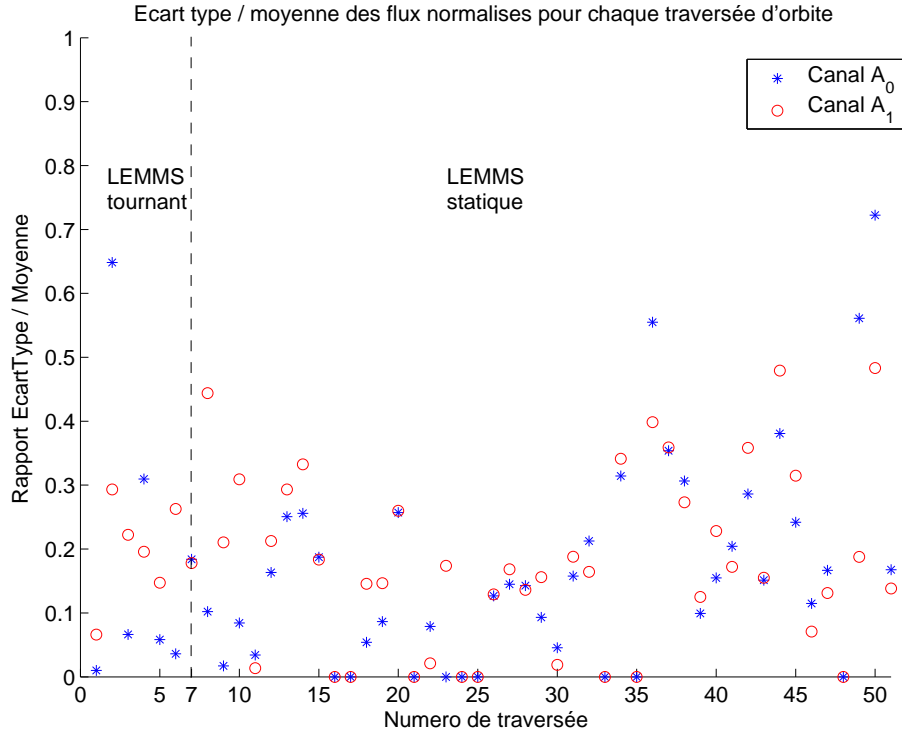


FIG. 13.3 – Dispersion (rapport  $\frac{EcartType}{Moyenne}$ ) des flux de protons de LEMMS pour les canaux  $A_0$  et  $A_1$  en fonction du numéro des traversées d'orbite de Titan

(séparés d'environ 7.5 s, pour que la télémessure envoie le contenu du canal) pour avoir une gamme suffisante d'angle d'attaque. La résolution obtenue en angle d'attaque est ainsi de l'ordre de  $30^\circ$ .

Nous avons ensuite normalisé les flux mesurés durant chaque survol pour pouvoir comparer les données d'un survol à l'autre en s'affranchissant des variations de flux indépendantes entre survols différents.

Les tableaux 13.3 et 13.4 donnent, pour les deux principaux canaux en énergie  $A_0$  et  $A_1$ , respectivement les résultats de flux normalisés sur l'ensemble des traversées en fonction de l'angle d'attaque des protons, ainsi que la dispersion moyenne (par rapport aux différentes plages d'angle d'attaque) des flux observés. Les résultats indiquent très clairement des distributions en angle d'attaque quasi-isotropes pour les populations de protons d'énergie entre 27 et 56 keV.

Angle d'attaque (deg)	0-30	30-60	60-90	90-120	120-150	150-180
Flux normalisé moyen (en %) $A_0$	0.17	0.18	0.15	0.17	0.16	0.16
Flux normalisé moyen (en %) $A_1$	0.16	0.18	0.15	0.17	0.17	0.17
Nombre de traversées ( $A_0$ )	15	25	34	44	35	20
Nombre de traversées ( $A_1$ )	15	26	34	46	38	20

TAB. 13.3 – Flux normalisés des protons, pour les canaux  $A_0$  et  $A_1$ , en fonction de l'angle d'attaque et moyennés sur l'ensemble des traversées. Le nombre de traversées concernées par les différents angles d'attaques explorés est également indiqué.

	$\sigma$ flux normalisé $A_0$	$\sigma$ flux normalisé $A_1$	$\frac{\sigma}{m}$ flux $A_0$	$\frac{\sigma}{m}$ flux $A_1$
LEMMS tournant	0.03	0.03	0.19	0.20
LEMMS statique	0.05	0.05	0.20	0.22

TAB. 13.4 – Ecart type  $\sigma$  et dispersion des flux (rapport entre l'écart type  $\sigma$  et la moyenne  $m$ ) par rapport à l'angle d'attaque des particules, et moyennés sur l'ensemble des survols pour les canaux  $A_0$  et  $A_1$ .

L'observation de distributions en angle d'attaque isotropes pour les protons énergétiques est au final un argument fort permettant de justifier l'utilisation des données de LEMMS, malgré une faible couverture en angle d'attaque depuis l'arrêt du moteur. En effet, au-delà des diverses comparaisons indiquant des résultats similaires avant et après cet arrêt du moteur, une distribution quasi-isotrope implique l'absence de nécessité d'avoir une couverture importante en angle d'attaque pour le détecteur, dans la mesure où on peut considérer le flux comme omnidirectionnel.

Il est intéressant de rappeler que, malgré un très faible cône de perte à de telles valeurs du paramètre  $L$ , les résultats obtenus par *Krimigis et al.* (1981) à partir des données de Voyager 1 (en particulier pour les ions d'énergie supérieure à 40 keV) indiquaient globalement des distributions ioniques en angle d'attaque maximales vers  $90^\circ$ . De telles distributions proviennent peut-être de l'importance plus grande de processus d'absorption pour les particules ayant un angle d'attaque très différent de  $90^\circ$ , dans la mesure où ces particules explorent, par le phénomène de rebond, des régions plus internes de la magnétosphère avec un plasma (et une atmosphère) plus dense impliquant plus de collisions. Cependant, nous n'observons pas ici de distribution centrée sur  $90^\circ$ . Mais nous avons vu précédemment que les angles d'attaque des ions énergétiques dans l'environnement de Titan (où les rayons de giration sont grands compte-tenu du faible champ magnétique) sont sujet à une évolution dès lors que la dynamique locale du champ magnétique s'effectue à des échelles caractéristiques inférieures au rayon de giration des ions.

### 13.3 Densités relatives de protons issues de simulations hybrides

Nous allons ici présenter à nouveau quelques résultats issus de l'utilisation du code de particules test issu du code hybride de Ronan Modolo (*Modolo and Chanteur* 2007) simulant l'interaction entre Titan et la magnétosphère de Saturne (pour les conditions du survol  $T_a$  en particulier). Il est en effet intéressant, après avoir étudié les données de LEMMS à l'échelle d'un survol global, de regarder la distribution spatiale des densités de protons énergétiques dans l'environnement de Titan (bien plus intéressante notamment sur le plan visuel que la représentation de nombreuses trajectoires ioniques). Ce code de particules tests ne fournit pas de densité réelle, mais nous pouvons calculer des densités

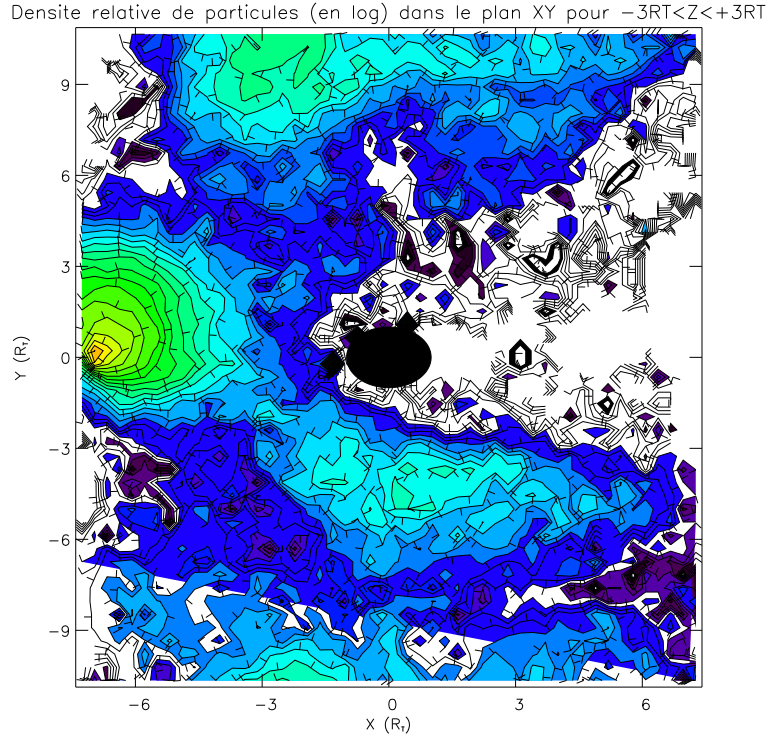


FIG. 13.4 – Densités relatives (en unités arbitraires) de protons de 20 keV dans le repère XY, et pour  $-3 R_T < Z < 3 R_T$ .

arbitraires en comptant le nombre de particules pour de petits volumes.

Les conditions initiales de la simulation sont le lancement de 2000 protons énergétiques (de 20 keV) en amont de Titan, depuis une gamme de points définis par  $X \sim -7.5 R_T$ ,  $Y = 0$  et  $-6 R_T < Z < 6 R_T$  (avec  $\vec{X}$  dans le sens de la corotation idéale,  $\vec{Y}$  dirigé vers Saturne, et  $\vec{Z}$  complétant le trièdre orthonormé centré sur Titan).

La figure 13.4 donne les densités relatives (en unités arbitraires) de protons de 20 keV dans l'environnement de Titan dans le plans X-Y. Le codage en couleur (avec, excepté le blanc signifiant une densité nulle, des densités croissantes pour une couleur de plus en plus claire) permet de rapidement mettre en évidence les caractéristiques principales de l'interaction entre Titan et la magnétosphère de Saturne. Ainsi, la figure 13.4 illustre l'écoulement du plasma magnétosphérique autour de Titan, typique de l'interaction entre un plasma en corotation (ou le vent solaire) avec un corps non magnétisé mais doté d'une ionosphère conductrice, faisant office d'obstacle pour le fluide incident. On observe notamment un vide de particules dans la queue de l'écoulement avec une densité nulle en aval de Titan dans une large région.

Plus précisément, il est également remarquable (sur la figure 13.4) que les particules se dirigent, déjà très en amont de Titan, vers le côté Saturne (vers les Y positifs). Ce phénomène est *a priori* lié, rappelons-le, à la conséquence de l'accélération des ions pickups vers le côté anti-Saturne, qui induit par conservation une direction du flot vers l'autre côté (Modolo and Chanteur (2007), Kallio et al. (2004)).

# Chapitre 14

## Analyse statistique des données en ENAs d'INCA

L'objectif de ce chapitre est d'étudier de manière statistique les nombreuses images en H ENAs (pour les énergies de 20-50 keV) obtenus par l'instrument INCA au cours des différents survols de Titan par la sonde Cassini. Nous allons par ailleurs nous concentrer sur l'imagerie à haute altitude (lorsque Cassini se situe dans la partie optiquement ténue de l'atmosphère de Titan), qui fut notre sujet d'intérêt pour les simulations de la partie III.

### 14.1 Analyse des flux d'ENA durant les survols de Titan

#### 14.1.1 Choix des données en ENAs

L'analyse des données en ENAs à haute altitude ne concerne que les survols de Titan par la sonde Cassini, rappelés ci-dessous dans la table 14.1, jusqu'au début de l'été 2006. Ces survols sont au nombre de 14, parmi lesquels 3 ( $T_7$ ,  $T_8$  et  $T_{11}$ ) n'étaient pas analysables, en raison soit de l'absence de données, soit d'un champ de vue non orienté vers Titan.

Par ailleurs, étant donné que nous cherchons à analyser principalement les images à haute altitude (la physique de l'atmosphère dense est très différente et bien plus complexe de celle de l'atmosphère ténue), nous avons limité le nombre d'images en n'utilisant que celles correspondant à une gamme d'altitude déterminée pour Cassini. Cette gamme d'altitude sélectionnée pour la sonde est également déterminée par la volonté d'avoir une résolution spatiale suffisante pour des analyses correctes, ainsi que celle d'avoir l'ensemble de l'environnement de Titan dans le champ de vue (il n'est pas possible d'avoir le halo d'émission complet à de trop basses altitudes) pour étudier les asymétries.

Nous avons donc sélectionné les images à haute résolution spatiale (ayant une durée

Survol	Date	Altitude minimale (km)
$T_a$	26 octobre 2004	1200
$T_b$	13 décembre 2004	2350
$T_3$	15 février 2005	950
$T_4$	31 mars 2005	2520
$T_5$	16 avril 2005	950
$T_6$	22 août 2005	4015
$T_7$	7 septembre 2005	950
$T_8$	28 octobre 2005	1450
$T_9$	26 décembre 2005	10430
$T_{10}$	15 janvier 2006	2040
$T_{11}$	27 février 2006	1810
$T_{12}$	18 mars 2006	1950
$T_{13}$	30 avril 2006	1850
$T_{14}$	20 mai 2006	1880

TAB. 14.1 – Liste des survols étudiés, avec en particulier l'altitude minimale survolée.

d'acquisition de 3-4 minutes) lorsque la sonde se situait à environ 5000-20000 km d'altitude, ce qui correspond à 150 images à analyser en détail. Pour chaque image, nous avons enregistré diverses informations, telles que le flux maximal (flux physique, en retirant les pixels de flux extrêmes), l'altitude de la sonde (ainsi que ses coordonnées au sein de la magnétosphère kronienne), l'altitude du pic d'émission. D'autres informations, détaillées dans la section 14.4, sont utilisées pour analyser les asymétries d'émissions en ENAs au sein des images.

### 14.1.2 Les flux d'ENAs mesurés

Les flux d'ENAs pour le halo d'émission entourant Titan sont assez variables, non seulement entre survols, mais aussi au sein même des survols, comme l'indique la figure 14.1. Nous pouvons en effet y voir le flux moyen pour chaque survol (indiqué par une croix) ainsi que les valeurs minimales et maximales mesurées durant le survol en question. On observe ainsi que les flux moyens peuvent varier d'un facteur 10 (entre  $T_3$  et  $T_5/T_9$ ), et que les émissions en ENAs au sein même d'un survol peuvent également varier d'un même facteur. Les valeurs de flux en ENAs sont au final, sur l'ensemble des survols analysés, situées entre 2 et 50 ( $cm^2.s.sr.keV$ )<sup>-1</sup>.

Comme précisé précédemment (voir la section 11.3), les flux en ENAs sont très variables en fonction de l'altitude de l'imageur, dans la mesure où il se situe à plus ou moins grande distance de la région source. A l'extrême, lorsque l'on se situe dans la partie optiquement dense de l'atmosphère, les flux sont bien plus grands que ceux fournis ici. Il est donc tout à fait naturel d'observer une variation importante des flux. Nous verrons plus bas l'influence de l'altitude de l'imageur dans ces évolutions.

En ce qui concerne les flux moyens fournis dans la figure 14.1, ils sont également

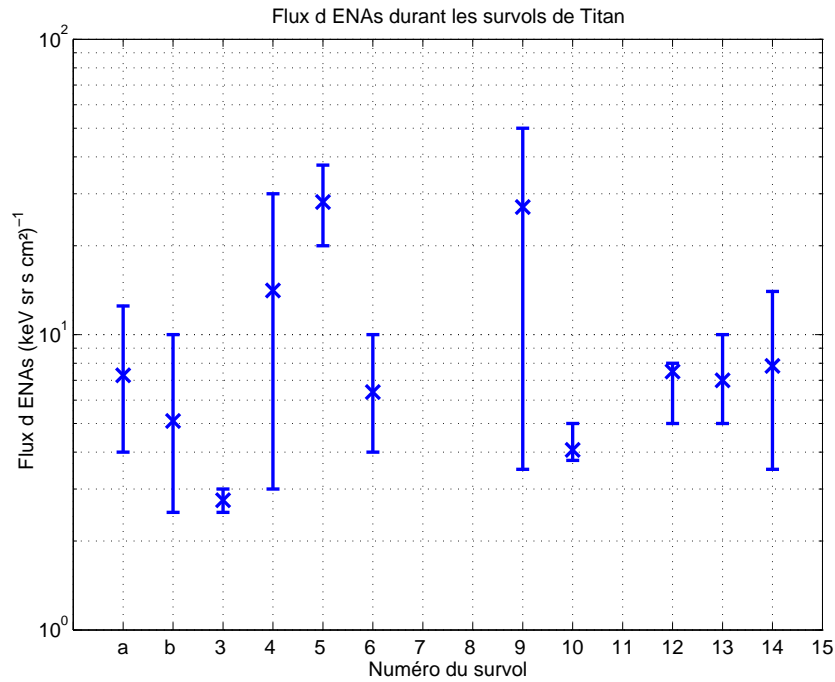


FIG. 14.1 – Flux d'ENAs mesurés en fonction du numéro du survol ( $T_a$ ,  $T_b$ ,  $T_3$ ,  $T_4$  etc.), avec les flux moyens donnés par les croix et les flux extrêmes indiqués par les barres d'erreur.

dépendants de la gamme d'altitude explorée par la sonde. Certains survols (notamment  $T_3$ ) n'ont pu fournir que quelques images exploitables, impliquant une gamme d'altitudes survolées très réduite, et donc une variation moins importante de flux au sein du survol (ce qui influe largement sur le flux moyen). En outre, les flux d'ENAs sont bien évidemment directement liés aux densités de neutres et au flux d'ions parents le long des lignes de visée de l'instrument. Ainsi, il serait plus judicieux de prendre en compte, comme dans la section suivante 14.2 pour les flux d'ions parents, ces deux quantités en même temps que les flux d'ENAs.

En ce qui concerne le rôle de la position au sein de la magnétosphère sur les flux d'ENAs, ou celui de la période temporelle, ils sont ici encore bien plus difficiles à établir que pour les flux de protons, dans la mesure où nous n'avons que 11 survols différents exploitables. Il faudra attendre la prise en compte de bien plus de survols pour tirer des conclusions claires sur ces influences éventuelles (en particulier, il n'y a parmi ces survols qu'un seul exemple avec un temps local dans la zone 0h-6h-12h TL).

## 14.2 Analyse du ratio entre les flux d'ENAs imagés et les flux d'ions parents

Les flux de protons énergétiques ayant été analysés dans le chapitre précédent, nous pouvons désormais calculer le ratio entre les flux d'ENAs mesurés (au niveau du halo



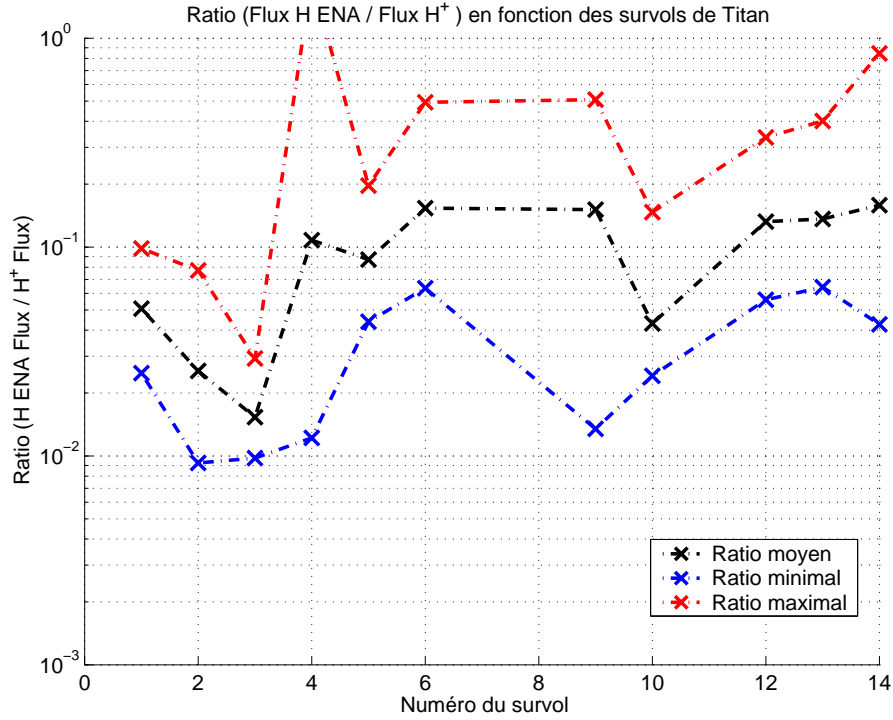


FIG. 14.2 – Ratio entre les flux d'ENAs et les flux de protons parents mesurés pour la gamme de 20-50 keV durant les premiers survols de Titan.

d'émission entourant le satellite) et les flux d'ions parents détectés par LEMMS. Il s'agit d'un paramètre permettant d'étudier le lien entre la dynamique des ENAs et la dynamique du plasma magnétosphérique, même si, il est vrai, les flux d'ions sont mesurés localement et non à distance comme les ENAs.

Le calcul de ce ratio s'effectue en utilisant les données des canaux de protons pour les survols analysés en ENAs. Afin d'établir une comparaison entre les flux d'ENAs (donnés pour la gamme de 20-50 keV) et les flux de protons, nous calculons les flux de protons parents moyennés sur la même gamme en énergie, et en prenant des conditions minimales, maximales et moyennes pour les ions (directement liées aux flux correspondants mesurés durant les survols). Cela nous permet ensuite d'en déduire les ratios moyen (donné par les flux moyens d'ENAs et d'ions), minimal (flux d'ENAs minimal et flux ionique maximal) et maximal (flux d'ENAs maximal et flux ionique minimal). Il est à noter que les hypothèses prises en compte amènent à des conditions véritablement extrémales pour les ratios minimal et maximal.

La figure 14.2 fournit ainsi le résultat de ces calculs avec le ratio  $\frac{Flux_{ENA}}{Flux_{ION}}$  en fonction du numéro du survol, avec des valeurs minimales, moyennes et maximales.

Le ratio entre les flux d'ENAs et les flux d'ions parents est donc globalement, à un facteur 2 près, autour d'une valeur de 0.1, et ce pour tous les survols excepté  $T_3$  qui se situe légèrement en-dessous (mais cela était prévisible, dans la mesure où ce survol ne concerne que quelques images avec Cassini à de très hautes altitude, entre 18000 et 20000

km, impliquant nécessairement de faibles flux en ENA).

Il est intéressant de noter que le calcul du même ratio, en utilisant le formalisme de Roelof (voir chapitre 10.5) ainsi que les densités exosphériques du modèle initial développé pour  $T_a$  (décrit en 7.1), amène à des valeurs très similaires à celles observées ici : le ratio se situe aux alentours de 0.1 à un facteur 2 près entre 1700 et 5500 km d'altitude environ. En terme de variation en fonction de l'altitude, après un maximum vers l'exobase, le ratio théorique issu du formalisme analytique décroît avec l'altitude. Une telle décroissance est également clairement observée lorsque l'on représente le ratio issu des observations en fonction de l'altitude de la sonde lors des images.

Mais surtout, il est remarquable que l'analyse des flux moyens de LEMMS durant les survols concernés indique une grande variabilité, de l'ordre d'un facteur 10-20 au maximum pour les canaux  $A_0/A_1$ . Nous pouvons donc en conclure que la variabilité des flux en ENAs est très certainement directement issue de la dynamique de la magnétosphère. Le corollaire étant que l'atmosphère neutre est stable sur ces échelles de temps, du point de vue de la production d'ENAs. L'atmosphère est certes très dynamique, mais sur des échelles de temps plus grandes que celles considérées ici (à l'échelle d'un cycle solaire par exemple). Cette conclusion est par ailleurs en accord avec les remarques du paragraphe 11.1.3 sur l'influence limitée de l'éclairement solaire sur l'imagerie en ENAs. Nous compléterons plus loin ces analyses (en 14.4) par le lien entre les asymétries observées dans les images en ENAs et l'influence solaire.

### 14.3 Analyse de la position du maximum d'émission

L'analyse de la position en altitude du pic d'émission en ENA, et en particulier des processus expliquant sa position, ont été le fil conducteur de la partie III, dans la mesure où cela est un indicateur important de la dynamique des ENAs dans l'atmosphère de Titan.

Après nous être focalisés sur les premiers résultats de Cassini avec le survol  $T_a$ , nous allons ici étudier, image après image, la position de ce pic d'émission, en utilisant les derniers jeux de données orbitographiques (ceux correspondant aux derniers profils en ENAs utilisés pour le survol  $T_a$  dans le paragraphe 10.5.3). Cela n'est pas forcément aisé, dans la mesure où toutes les images ne présentent pas une structure très claire, notamment lorsque la sonde se trouve trop haut pour réaliser une telle analyse.

La figure 14.3 présente le fruit de cette analyse systématique, avec l'altitude du pic d'émission en fonction du numéro des survols. Les variations extrémales au sein des survols, données par les barres d'erreur, indiquent parfois une grande variabilité de cette position (jusques 5000 km de variation lors du survol  $T_6$ ). Mais ces valeurs extrêmes ne concernent qu'une ou deux images (avec généralement une structure spatiale peu propre) au sein des survols. Si, en revanche, on s'intéresse à l'altitude moyenne de pic tout au

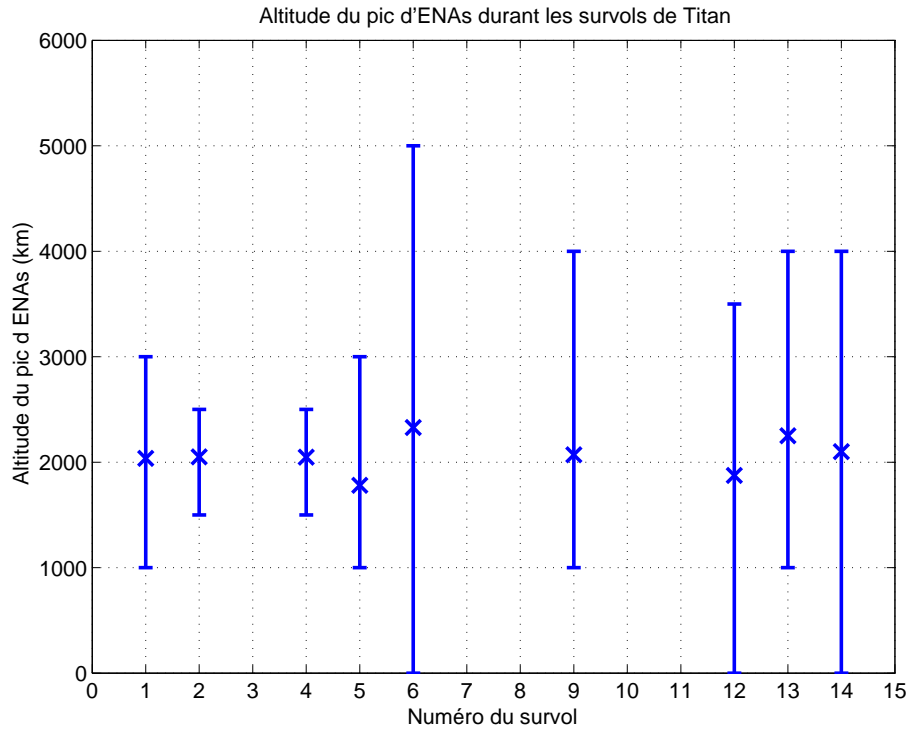


FIG. 14.3 – Représentation de l'altitude du pic d'émission en ENAs en fonction des survols analysés. L'altitude moyenne est donnée par les croix, tandis que les barres d'erreur indiquent les variations extrémales au sein de chaque survol.

long de chaque survol, on obtient une altitude remarquablement stable, autour de 2000 km d'altitude. Plus précisément, l'altitude moyenne du pic d'émission est située entre 1780 et 2320 km, ce qui indique donc un maximum d'émission aux alentours de 2000 km d'altitude, avec une incertitude de l'ordre de 250-300 km. Il s'agit d'une incertitude par ailleurs tout à fait comparable à celles induites par la résolution spatiale de l'instrument ainsi que par le défilement du satellite au cours de l'acquisition d'une image.

Cette forte stabilité globale de la position du maximum d'émission en ENAs a donc pour conséquence, d'après nos conclusions de la partie III, que la limite basse d'émission des ENAs se situe systématiquement aux alentours de l'exobase, et que les processus influant sur la dynamique des ENAs sont eux-mêmes stables dans le temps, d'un survol à l'autre.

Notons par ailleurs que certaines images, prises à basse altitude, montrent une position du maximum d'émission se décalant légèrement mais très clairement au sein même de l'image : le halo d'émission semble ainsi décentré légèrement par rapport à la position de Titan. Cet effet provient du défilement du satellite au cours de l'acquisition de l'image qui induit, d'autant plus à de basse altitudes, un décalage du pic d'émission, et ce de manière différentielle au sein de l'image puisque la sonde ne se déplace pas vers le centre de Titan.

## 14.4 Etude phénoménologique des asymétries en ENAs

Nous allons désormais nous intéresser, non plus aux images en ENAs dans leur globalité (flux maximal mesuré, position du maximum d'émission), mais à la distribution spatiale des flux en ENAs au sein de chaque image et au contexte géométrique de l'acquisition de l'image, afin d'établir les asymétries observées et de déterminer les processus à leur origine. Cela nous permettra de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse initialement développée par *Amsif et al.* (1997) et semble-t-il confirmée lors du survol  $T_a$ , c'est-à-dire la prédominance des effets de rayon de giration fini des ions parents.

### 14.4.1 Description de la méthode

L'objectif est ici, non seulement d'analyser les asymétries observées dans les images en ENAs (là encore pour l'imagerie à haute altitude), par une étude systématique de chaque image, mais aussi d'évaluer la concordance entre l'asymétrie éventuelle et tel ou tel mécanisme susceptible de créer une asymétrie pour les ENAs.

Mais quels sont les principaux mécanismes susceptibles d'induire des asymétries en ENAs ? Nous distinguons trois influences essentielles :

- les effets de rayon de giration fini (liés directement à la topologie du champ magnétique) des protons parents, qui induisent une ombre asymétrique pour la production en ENAs (voir la description plus complète dans le chapitre 4) ;
- une éventuelle (mais attendue, d'après les simulations hybrides, voir 13.3) asymétrie de l'écoulement du plasma magnétosphérique - dont la principale composante énergétique est justement les protons parents d'H ENAs - autour de l'obstacle qu'est Titan ;
- l'influence de l'éclairement solaire qui, par chauffage atmosphérique, peut induire une asymétrie des profils de densités exosphériques, elle-même impliquant une asymétrie pour les ENAs produits.

Dans la mesure où les ENAs sont produits à distance, alors que les mesures de champ magnétique (notamment) sont locales, nous allons considérer plusieurs configurations du champ magnétique pour évaluer les effets de rayon de giration fini : le champ magnétique local fourni par l'instrument MAG (pour la période temporelle de l'image étudiée), le champ magnétique moyenné sur l'ensemble du survol et un champ magnétique kronien idéal dipolaire. Par ailleurs, nous avons considéré les effets de rayon de giration pour deux types de distribution en angle d'attaque pour les protons : la distribution est censée être centrée soit sur  $90^\circ$ , soit sur une valeur très différente (donc relativement proche de  $0/180^\circ$ ). Quant à la direction de la corotation, elle est considérée idéale, ce qui n'est certainement pas toujours le cas. Enfin, la position de Titan pour chaque image permet d'établir la zone éclairée par le Soleil.

Le méthode consiste donc, en premier lieu, à déterminer image après image une éventuelle asymétrie, puis à évaluer la concordance géométrique entre l'asymétrie observée

dans l'image (s'il y en a) et celles attendues si l'on considère les processus suivants :

1. les effets de rayon de giration fini pour des protons dont la distribution en angle d'attaque est centrée sur  $\sim 90^\circ$ , en considérant le champ magnétique local
2. les effets de rayon de giration fini pour des protons dont la distribution en angle d'attaque est centrée sur  $\sim 90^\circ$ , en considérant le champ magnétique moyen durant le survol
3. les effets de rayon de giration fini pour des protons dont la distribution en angle d'attaque est centrée sur  $\sim 90^\circ$ , en considérant un champ magnétique idéal dipolaire
4. les effets liés à une distribution en angle d'attaque très différente (voire centrée sur  $\sim 0/180^\circ$ )
5. une asymétrie "haut/bas" (par rapport au plan équatorial) de l'écoulement magnétosphérique autour de Titan
6. une asymétrie "gauche/droite" (donc entre les directions Saturne/anti-Saturne) de l'écoulement magnétosphérique autour de Titan
7. une asymétrie "amont/aval" de l'écoulement magnétosphérique autour de Titan
8. l'influence de l'éclairement solaire

Ensuite, cette évaluation, purement liée à une concordance géométrique entre l'asymétrie observée et celle attendue, est fournie quantitativement par une note située entre 0 et 4 :

- 0 : il y a une contradiction complète entre l'asymétrie observée et celle attendue
- 1 : la concordance est mauvaise
- 2 : la concordance est difficile à déterminer, voire impossible pour des raisons de configuration géométrique
- 3 : la concordance est bonne
- 4 : la concordance est parfaite

Concrètement, chacun des mécanismes évoqués ci-dessus crée, s'il joue réellement un rôle, une asymétrie du halo d'émission d'ENAs avec un croissant approximativement semi-circulaire particulièrement intense (l'autre partie du halo, également un croissant semi-circulaire, sera moins brillant). Si les observations d'INCA indiquent un croissant semi-circulaire intense situé exactement de l'autre côté que celui attendu pour un mécanisme particulier, alors on considère qu'il y a contradiction complète (note 0). Si au contraire les positions attendues et observées sont identiques, la concordance est parfaite (note 4). Les situations intermédiaires correspondent ensuite à des notations également intermédiaires.

L'évaluation étant relativement complexe, il est important de remarquer qu'il n'est justifié de conclure que pour des notes fortes ou faibles ( $\leq 1$  ou  $\geq 3$ ). En particulier, une note de 2 (ou proche de 2) ne permet pas de conclure quoi que ce soit, dans la mesure où il peut s'agir d'un critère impossible à déterminer : par exemple, le critère d'asymétrie de l'écoulement gauche/droite ne peut pas être évalué lorsque la direction Sonde-Titan est perpendiculaire à la direction de la corotation.

### 14.4.2 Résultats de l'analyse pour les différents survols

L'analyse de l'ensemble des images amène tout d'abord aux premières conclusions du tableau 14.2, qui fournissent trois types d'asymétrie éventuelles en fonction des survols analysés (avec le pourcentage d'images concernées pour chaque cas, ainsi que le pourcentage sur l'ensemble des survols). Il apparaît clairement qu'environ 75% des images présentent une asymétrie claire en forme de croissant semi-circulaire, identique dans sa forme à la structure observée sur l'image 9.1 du survol  $T_a$  ; 7% des images ne présentent aucune asymétrie évidente, et 18% présentent des flux concentrés - jusqu'à de simples "blobs" - sans qu'il y ait de croissant.

Survol	Croissant semi-circulaire	Pas d'asymétrie	Flux concentrés
$T_a$	100%	0%	0%
$T_b$	60%	40%	0%
$T_3$	100%	0%	0%
$T_4$	66.7%	0%	33.3%
$T_5$	93.8%	0%	6.2%
$T_6$	72.2%	11.1%	16.7%
$T_9$	83.9%	0%	16.1%
$T_{10}$	0%	0%	100%
$T_{12}$	80%	0%	20%
$T_{13}$	63.6%	36.4%	0%
$T_{14}$	100%	0%	0%
Tous survols	74.4%	7.1%	18.5%

TAB. 14.2 – Asymétries observées durant les survols de Titan, et données en pourcentage d'images concernées par les trois cas observés : un croissant semi-circulaire de flux intense, pas d'asymétrie claire, ou des flux concentrés dans une zone spatiale réduite.

Il est donc manifeste que les images en ENAs présentent dans leur grande majorité une asymétrie en croissant semi-circulaire. Mais quels sont les processus à son origine ? L'évaluation des différents mécanismes évoqués plus haut a, en première étape, amené à des concordances très variables, non seulement d'un survol à l'autre, mais aussi au sein même d'un survol.

La seconde étape, amenant aux résultats finaux, a été d'effectuer une analyse croisée des résultats pour les images au sein d'un même survol. En effet, il est évident que, durant un survol complet (fournissant des images exploitables, concernant donc des positions pour la sonde jusques 20000 km d'altitude par rapport à Titan), les lignes de visée de l'instrument évoluent beaucoup dans la mesure où la sonde se déplace à grande vitesse par rapport à Titan. Ainsi, un critère spécifique induira une asymétrie évoluant d'une certaine manière au fur et à mesure que la sonde se déplace.

La figure 14.4 présente ainsi les résultats globaux de l'analyse de ces concordances géométriques, sous forme d'un histogramme donnant les évaluations moyennes, pour chaque survol et chaque critère. Il est à noter que deux survols n'ont pas été pris en

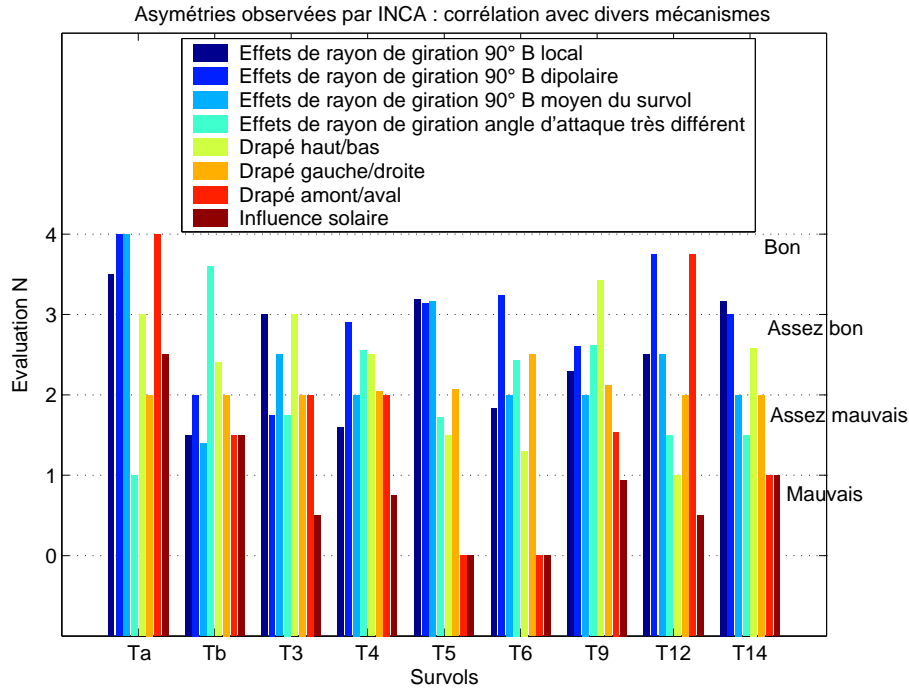


FIG. 14.4 – Histogramme donnant le résultat de l'évaluation, pour chaque survol, des différents processus éventuellement à l'origine des asymétries observées en ENAs.

compte pour cette analyse, les survols  $T_{10}$  et  $T_{13}$ , car les asymétries observées n'étaient pas suffisamment adaptées à ce type d'analyse. Le tableau récapitulatif 14.3 permet par ailleurs d'avoir une visualisation plus statistique des résultats sur l'ensemble des survols, avec le pourcentage de survols pour lesquels tel ou tel critère se situe dans telle ou telle gamme d'évaluation.

L'analyse de ces résultats permet de déduire quelques conclusions sur les processus éventuellement à l'origine d'asymétries dans les images en ENAs :

- la première conclusion est de dire que, si l'on s'intéresse aux situations indiquant une asymétrie claire (75% de cas pour un croissant semi-circulaire), les choses sont relativement complexes, avec des critères ayant globalement des corrélations assez variables en fonction des survols ; la situation idéale d'effets de rayon de giration fini avec un champ magnétique kronien dipolaire est globalement respectée (55% de bonnes corrélations et 22% d'assez bonnes, contre 0% de mauvaises), mais apparaît aussi être largement simplificatrice
- l'éclairement solaire n'a que peu (ou pas du tout) d'influence, avec 88% de cas où l'influence est contraire aux observations ; du moins il n'est pas responsable des asymétries principales observées, mais il peut, éventuellement, influencer en second ordre, même si ce n'est pas visible ici
- la topologie du champ magnétique  $B$  semble être le plus important des mécanismes, avec la grande majorité des survols dont les observations sont en accord avec des effets de rayon de giration fini ; en outre, si l'on considère des distributions iso-

Critères	Bon ( $N \geq 3$ )	Assez bon ( $3 > N > 2$ )	Indéterminé ( $N = 2$ )	Assez mauvais ( $2 > N > 1$ )	Mauvais ( $N \leq 1$ )
B local $\alpha = 90^\circ$	$T_a T_3 T_5$ $T_{14}$ 44%	$T_9 T_{12}$ 22%	0%	$T_b T_4 T_6$ 33%	0%
B dipolaire $\alpha = 90^\circ$	$T_a T_5 T_6$ $T_{12} T_{14}$ 55%	$T_4 T_9$ 22%	$T_b$ 11%	$T_3$ 11%	0%
B moyen $\alpha = 90^\circ$	$T_a T_5$ 22%	$T_3 T_{12}$ 22%	$T_4 T_6 T_9$ $T_{14}$ 44%	$T_b$ 11%	0%
$\alpha \neq 90^\circ$	$T_b$ 11%	$T_4 T_6 T_9$ 33%	0%	$T_3 T_5 T_{12}$ $T_{14}$ 44%	$T_a$ 11%
Écoulement haut/bas	$T_a(b) T_3(h)$ $T_9(h)$ 33%	$T_b(h) T_4(h)$ $T_{14}(h)$ 33%	0%	$T_5 T_6$ 22%	$T_{12}$ 11%
Écoulement gauche/ droite	0%	$T_4(g) T_5(g)$ $T_6(g) T_9(g)$ 44%	$T_a T_b T_3$ $T_{12} T_{14}$ 66%	0%	0%
Écoulement amont/aval	$T_a(d) T_{12}(u)$ 22%	0%	$T_3 T_4$ 22%	$T_b T_9$ 22%	$T_5 T_6 T_{14}$ 33%
Influence solaire	0%	$T_a$ 11%	0%	$T_b$ 11%	$T_3 T_4 T_5$ $T_6 T_9 T_{12}$ $T_{14}$ 77%

TAB. 14.3 – Tableau récapitulatif des corrélations géométriques (notées par une évaluation  $N$  de 0 à 4) entre les asymétries observées et les asymétries issues des divers mécanismes.  $\alpha$  donne l'angle d'attaque des protons parents d'ENAs, et les lettres "h", "b", "g", "d" et "u" signifient respectivement "haut", "bas", "gauche", "downstream" (ou "aval") et "upstream" (ou "amont"). Le pourcentage indique la proportion de survols vérifiant les conditions correspondantes.

tropes pour les protons parents (ce qui est le cas d'après nos analyses du chapitre 13), la combinaison des effets de rayon de giration fini centrés sur  $90^\circ$  ou  $0/180^\circ$  implique une évaluation supérieure ou égale à 3 pour tous les survols sans exception ; enfin, le critère des effets de rayon de giration fini (pour des angles d'attaque  $\sim 90^\circ$ ) induit un croissant semi-circulaire dont la position dépend de l'orientation du champ magnétique, ce qui implique, durant un survol complet avec des phases entrante et sortante, une rotation du croissant dans un repère lié à Saturne (référentiel SSO par exemple) : la position du croissant dépend en effet uniquement du champ magnétique et non de la position de Saturne ou de la corotation ; or cette rotation est observée chaque fois que cela est possible (c'est-à-dire lorsque l'on peut observer successivement les deux phases du survol)

- le second meilleur critère est statistiquement l'asymétrie de l'écoulement magnétosphérique du côté haut (avec 5 survols sur 9 avec une note supérieure à 2)
- le critère de l'écoulement asymétrique entre les côtés Saturne et anti-Saturne (appelé gauche/droite), asymétrie par ailleurs attendue par les simulations (voir 13.3), est délicat à analyser, dans la mesure il est difficilement appréciable avec les géométries



des survols : il faudrait que Cassini passe en amont de Titan pour le distinguer nettement des effets rayon de giration fini (car le croissant serait attendu globalement du côté opposé) et en plus passer relativement loin du satellite (pour que les images, lorsque la sonde se trouve sur l'axe de la corotation, puissent englober tout l'environnement de Titan) ; néanmoins, même s'il s'agit de cas où l'on peut confondre avec les effets de rayon de giration fini, les rares occasions indiquant une asymétrie attendue par ce critère donnent une bonne corrélation, avec en outre des flux plus intenses du côté Saturne

- l'asymétrie de l'écoulement entre l'amont et l'aval semble en mauvaise corrélation avec les observations, dans la mesure où les seules bonnes évaluations n'indiquent pas du tout un sens unique de l'asymétrie, et ce critère s'inverse systématiquement lorsqu'il existe des phases entrante et sortante pour le survol.

Il est enfin nécessaire d'ajouter une nuance aux conclusions ici énoncées, en rappelant les deux limitations essentielles de notre étude. La première consiste en la difficulté de tirer des conclusions à partir d'une analyse croisée de données in situ et d'observations à distance, comme c'est ici le cas avec les images en ENAs et les données de champ magnétique par exemple. Nous avons, pour surmonter cela, considéré plusieurs configurations magnétiques possibles. La seconde consiste en l'incertitude sur la direction du plasma en corotation, qui n'est pas toujours dans la direction idéale (on le sait notamment dans le cas du survol  $T_9$  avec une déflexion de l'ordre de  $65^\circ$  (*Modolo et al.* 2007)), et qui induit donc une incertitude sur les conclusions liées aux critères d'asymétrie de l'écoulement magnétosphérique.

## Cinquième partie

### Application de l'imagerie en ENAs au satellite de glace Rhéa



# Chapitre 15

## L'imagerie en ENA du satellite de glace Rhéa

Cette partie est consacrée à l'étude du satellite de glace Rhéa, grâce à l'imagerie en ENA de son environnement. Après une brève description de ce satellite, nous analyserons quelques images réalisées par INCA, ce qui permettra d'en déduire des conditions limites pour une éventuelle exosphère de Rhéa.

### 15.1 Description de Rhéa

Après la découverte du satellite Titan par Christiaan Huygens en 1655, quatre autres satellites de Saturne furent identifiés par Jean-Dominique Cassini, avec parmi eux Rhéa (ainsi que Théthys, Dioné et Japet) en 1672. Parmi ces nouveaux venus, baptisés "Etoiles de Louis" en l'honneur du roi Louis XIV, Rhéa est le plus grand, ce qui en fait le second satellite de Saturne en taille, avec un rayon d'environ 765 km. Rhéa est d'ailleurs situé à une valeur de paramètre  $L$  autour de  $7 - 8R_s$  et se situe ainsi dans la magnétosphère interne, donc bien plus à l'intérieur que Titan qui se trouve dans la magnétosphère externe.

Les observations à distance ainsi que les sondes Voyager et Cassini permettent d'en connaître un peu mieux les propriétés essentielles. Sa surface est fortement cratérisée, avec des marques claires et une séparation en deux hémisphères dissemblables (en terme de cratérisation), et un faible resurfaçage indiquant un satellite sans activité géologique récente à sa surface (*Morrison and Soderblom* 1986). Par ailleurs, avec une température autour de  $-200^\circ\text{C}$  et une densité de l'ordre de  $1.24 * 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ , Rhéa apparaît comme un corps essentiellement composé de glace d'eau, avec probablement un noyau rocheux de petite taille.

L'interaction entre cette surface de glace d'eau et le plasma environnant a généralement pour conséquence, comme c'est le cas pour d'autres satellites de glace tels que Europa ou Ganymède, la production d'oxygène, voire par la suite d'ozone (détectée par *Noll*

*et al.* (1997) pour Rhea et Dioné). Il est donc tout à fait envisageable, malgré l'absence d'atmosphère dense, qu'une exosphère ténue d'oxygène ( $O/O_2$ ) puisse être retenue par Rhéa.

## 15.2 Analyse des images en ENAs de Rhéa

Le premier survol proche de Rhea eut lieu le 26 novembre 2005, avec une altitude minimale de survol aux alentours de 500 km. L'instrument INCA, en général non utilisable lors des survols des satellites de la magnétosphère interne (en raison des ceintures de radiations qui induisent un bruit de fond trop fort), a cette fois-ci pu fournir des images de très bonne qualité, notamment dans la gamme de 20-50 keV pour les H ENAs, ce qui constitue les meilleures images (avec le meilleur compromis entre la diffusion des particules et l'importance des flux, voir la partie introductive sur INCA en 3.2.3).

La figure 15.1 présente ainsi une image en H ENA durant ce survol de Rhéa. On peut y voir la sphère représentant le satellite de glace, avec des cercles concentriques indiquant des isoaltitudes. Il est surtout remarquable qu'il n'y ait aucun halo en ENA entourant le satellite, comme c'est le cas pour un corps ayant une atmosphère suffisamment dense pour créer des ENAs par interaction avec le plasma énergétique environnant (de manière analogue au cas de Titan avec la figure 9.1). En revanche, des flux très significatifs remplissent une moitié du champ de vue.

L'analyse de l'ensemble des images en ENA durant ce survol indique très clairement que les flux détectés ne suivent pas le mouvement de Rhea au sein du champ de vue et proviennent d'une source stable située loin derrière le satellite. Le corollaire est donc que l'on ne détecte, durant ce survol, aucun flux d'ENA lié à une éventuelle exosphère de Rhéa.

Plus précisément, l'étude des images permet de déterminer un flux minimal d'ENAs (lié au satellite) qu'il est possible de distinguer : l'instrument INCA pourrait éventuellement détecter des flux en-deçà de cette valeur, mais de toutes façons il ne serait pas possible de les distinguer du fond en ENAs émis par les autres sources derrière Rhéa. En tenant compte du facteur géométrique effectif de l'instrument, du temps de pose et de la statistique de comptage, cette valeur minimale peut être estimée à environ  $\Phi_0 = 15 \text{ cm}^2.s.sr.keV)^{-1}$  (à un facteur 2 près). S'il existe une exosphère, elle doit donc être insuffisamment dense pour induire des flux d'ENAs au moins supérieurs à ce flux  $\Phi_0$ .

Il est intéressant d'ajouter à ces observations en H ENA que l'instrument INCA a enregistré, durant cette période temporelle, de nombreuses décharges au niveau des plaques du collimateur. Ces décharges proviennent du criblage des plaques polarisées par des grains de poussière, créant ainsi un gaz ionisé local à l'origine des décharges. Cela indique donc que l'environnement de Rhéa est très riche en poussières (*Jones et al.* (2007) ; *Krupp et al.* (2006)).

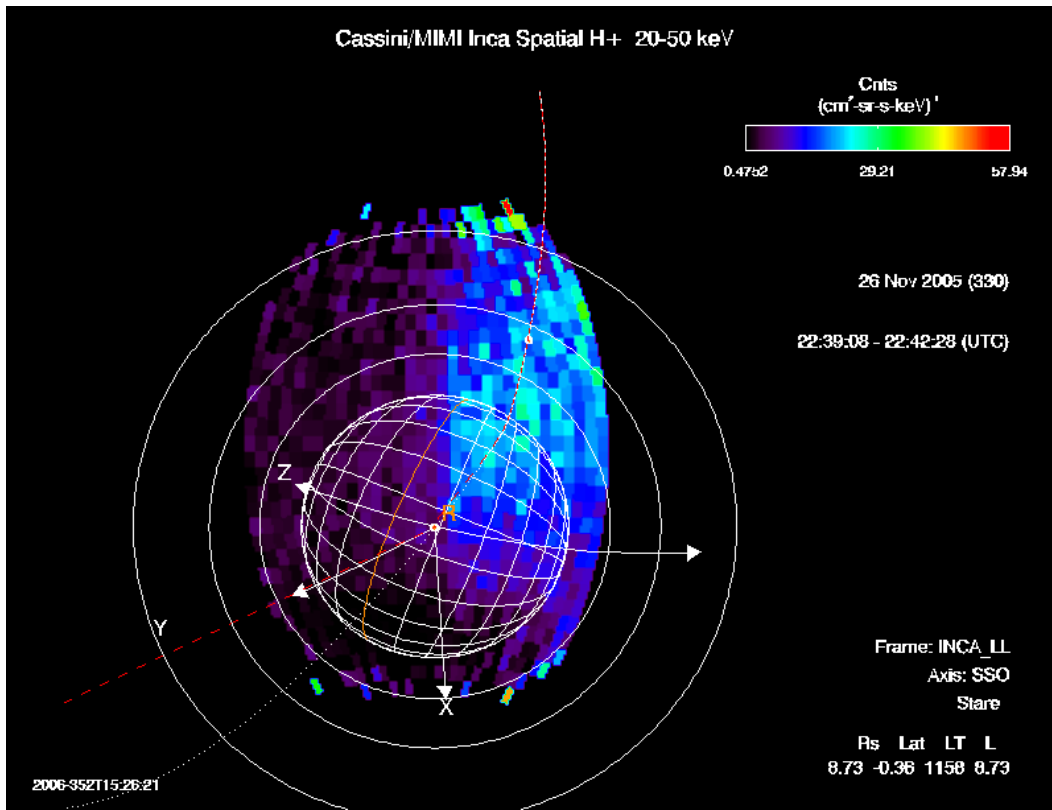


FIG. 15.1 – Image en H ENA, pour des énergies entre 20 et 50 keV, de l’environnement de Rhea durant le survol du 26 novembre 2005.

## 15.3 Calcul de conditions limites pour l’exosphère de Rhéa

### 15.3.1 La méthode utilisée

Les observations ci-dessus indiquent l’absence d’exosphère détectable par l’imagerie en ENA. Il peut donc être intéressant de faire des simulations analogues à celles développées pour Titan, afin d’en déduire des conditions limites pour l’éventuelle exosphère de Rhéa.

L’absence d’atmosphère dense pour Rhéa permet de simplifier la problématique de l’imagerie en ENA : le milieu étant très fin, les ENAs produits ne peuvent être absorbés (autrement que par la surface du satellite).

Nous avons donc développé un modèle de calcul de flux d’ENAs à une dimension, sur la base de celui utilisé pour Titan, pour le cas spécifique du satellite Rhéa. Le principe est ensuite, après avoir considéré des flux de protons parents et des profils de neutres appropriés (voir plus bas), d’essayer de simuler un profil de flux d’ENAs, avec un pic d’émission (donné par la ligne de visée tangente à la surface du satellite) d’intensité comparable à l’intensité minimale détectable dans les images, c’est-à-dire  $\Phi_0$ . L’hypothèse alors utilisée pour les profils de neutres permet d’obtenir la condition limite haute pour l’éventuelle exosphère de ce corps.

### 15.3.2 Les flux de protons parents

Quels profils d'ions considérer pour ces simulations ? La première possibilité consiste à utiliser les flux fournis par l'instrument LEMMS durant le survol en question. Néanmoins, l'analyse des angles d'attaques détectables par l'instrument fournit une valeur stable très faible autour de  $10^\circ$ , les autres valeurs angulaires n'étant pas couvertes par l'orientation de l'instrument. Malheureusement, les distributions en angle d'attaque dans l'environnement de Rhéa ne sont pas isotropes comme nous l'avons établi pour Titan, mais assez centrées sur  $90^\circ$  (*Jones*, communication privée ; *Krimigis et al.* (1981)) dans la mesure où l'on se trouve dans la partie plus interne de la magnétosphère.

Les flux mesurés lors du survol concerné n'étant pas appropriés, nous avons analysé l'ensemble des traversées par la sonde de l'orbite de Rhéa - de manière analogue à nos travaux sur Titan, en 13.1.1, avec l'utilisation du paramètre  $L$  comme référence - durant la période où le moteur de LEMMS tournait, ce qui correspond à 6 événements. L'étude des flux de protons des canaux  $A_0 - A_1 - A_2$  a ensuite permis d'établir des profils minimal, moyen et maximal pour les populations de protons énergétiques à l'orbite de Rhéa. Les flux sont en effet globalement assez stables, avec pour valeurs minimale/moyenne/maximale des canaux  $A_0 - A_1 - A_2$  les valeurs respectives suivantes : 140/4160/15000 - 28/380/1000 - 23/110/275 ( $\text{cm}^2.\text{s}.\text{sr}.\text{keV}$ ) $^{-1}$ .

### 15.3.3 Les profils de neutres exosphériques

Le choix de profils de neutres constituant l'exosphère éventuelle de Rhéa est quant à lui assez délicat. En effet, contrairement au cas de corps ayant une atmosphère dense, les satellites de glace, ayant au plus une simple exosphère non liée gravitationnellement, ne peuvent avoir des profils de neutres tels que ceux modélisés dans le cadre du formalisme de *Chamberlain* (1963). En effet, ce formalisme suppose l'existence de couches atmosphériques denses en-dessous de l'altitude critique, avec un équilibre thermodynamique dans ces régions (ce qui permet d'utiliser une distribution gaussienne à l'exobase, que l'on prolonge plus haut par le théorème de Liouville). Les profils de densités pour de petits corps sont mal connus et sont assez variables en fonction du type de processus à l'origine de l'exosphère (criblage de la surface, mais aussi ionisation par impact électronique ou réaction d'échange de charge).

Nous avons donc considéré deux types de profils de neutres, une large gamme de densités :

- une simple loi de puissance en  $\frac{1}{r^2}$ , parfois utilisée pour des corps glacés similaires, comme pour le satellite Encelade dans le cadre des résultats de *Waite et al.* (2006) ;
- une loi utilisée récemment par *Saur and Strobel* (2005) dans le cas de Rhéa et introduite par *Summers et al.* (1989) pour la couronne d'Io ; la densité  $n$  à la distance  $r$  est alors donnée par la relation suivante (avec  $R_R = 765$  km étant le rayon de

Rhéa) :

$$n(r) = n(R_R) \left( \frac{R_R}{r} \right)^2 \exp \left( \frac{R_R - r}{H_{depl}} \right) \quad (15.1)$$

La longueur de déplétion  $H_{depl}$  est le paramètre essentiel de cette loi de densités. Sa valeur dépend du processus à l'origine de l'exosphère, avec par exemple  $H_{depl} = 1000$  km pour un mécanisme de criblage de la surface par des ions (comme c'est le cas ici). *Saur and Strobel* (2005) ont quant à eux choisi une valeur de 100 km pour ce paramètre, sans grande précision en raison de l'absence de mesures. Des valeurs de l'ordre de quelques rayons de Rhéa sont également envisageables à la vue des récents travaux sur Rhéa (*Krupp et al.* (2006); *Saur*, communication privée).

Nous allons ainsi considérer trois profils différents, faisant office de profils minimal, moyen et maximal : deux profils donnés par la relation 15.1 avec des valeurs de 100 et 1000 km pour le paramètre  $H_{depl}$ , et enfin une loi en  $\frac{1}{r^2}$ .

En ce qui concerne les espèces, nous considérerons deux compositions possibles : une exosphère d'oxygène atomique ( $O$ ) ou moléculaire ( $O_2$ ). Il est évident que les deux espèces peuvent coexister, mais l'on ne considère pour les simulations que l'espèce majoritaire.

Le paramètre libre des simulations est finalement la densité  $n(R_R)$  de l'espèce principale à la surface du satellite. Il est par ailleurs important de remarquer que la densité de neutres sera toujours proportionnelle à cette densité à la surface, ce que l'on peut traduire par la relation  $n(r) = n(R_R) * \alpha(r)$ . Les flux d'ions ( $J_{ION}$ ) étant par ailleurs considérés constants dans l'environnement de Rhéa, les flux d'ENAs ( $J_{ENA}$ ) à l'énergie  $E$  peuvent donc être calculés simplement de cette manière le long d'une ligne de visée :

$$J_{ENA}(E) = n(R_R) J_{ION}(E) \sigma(E) \int_s \alpha(s) ds \quad (15.2)$$

avec  $\sigma(E)$  la section efficace d'échange de charge entre l'espèce neutre ( $O$  ou  $O_2$ ) avec les protons  $H^+$  à l'énergie  $E$ , donnée dans la table A.1 en annexe.

La relation 15.2 nous permet d'en déduire que les flux d'ENA sont eux aussi directement proportionnels à la densité  $n(R_R)$ . Il est donc relativement aisé d'obtenir un profil de flux d'ENAs dont le maximum vaut  $\Phi_0$  puisqu'il suffit d'une première simulation et de l'application d'une règle de trois pour en déduire la valeur appropriée de la densité à la surface.

Notons enfin qu'il est plus commode de fournir les résultats, pour les conditions limites d'une éventuelle exosphère, en termes de colonnes de densités (définie par  $\xi = \int_{R_R}^{\infty} n(r) dr$ ), qui fournit une estimation globale de l'atmosphère, plutôt que d'une densité à la surface dont la signification est liée à la loi de densité utilisée.



### 15.3.4 Résultats de simulations

Nous avons donc réalisé un certain nombre de simulations, permettant de remplir les 18 cas considérés (deux espèces possibles, trois profils d'ions et trois profils de neutres), en prenant le cas optimal pour l'obtention de limites hautes pour l'éventuelle exosphère de Rhéa, c'est-à-dire une position de l'orbiteur au plus près, autour de 500 – 550 km d'altitude.

Le résultat de ces simulations est fourni par la table 15.1, avec la densité de colonne maximale  $\xi$  en  $cm^{-2}$  en fonction des hypothèses considérées. Ces valeurs constituent donc des limites hautes pour l'éventuelle exosphère de Rhéa (*Jones et al.* 2007).

$\xi$ (en $cm^{-2}$ )	Summers 100 km O	Summers 1000 km O	O $\frac{1}{r^2}$	Summers 100 km $O_2$	Summers 1000 km $O_2$	$O_2$ $\frac{1}{r^2}$
$J_{ION_{min}}$	$3.1 * 10^{13}$	$3.6 * 10^{13}$	$4.8 * 10^{13}$	$7.8 * 10^{13}$	$8.9 * 10^{13}$	$1.2 * 10^{14}$
$J_{ION_{moy}}$	$7.8 * 10^{11}$	$8.9 * 10^{11}$	$1.2 * 10^{12}$	$1.9 * 10^{12}$	$2.1 * 10^{12}$	$2.9 * 10^{12}$
$J_{ION_{max}}$	$2.0 * 10^{11}$	$2.3 * 10^{11}$	$3.1 * 10^{11}$	$4.7 * 10^{11}$	$5.4 * 10^{11}$	$7.3 * 10^{11}$

TAB. 15.1 – Densités de colonne maximales pour Rhéa en fonction des hypothèses considérées, avec trois profils (loi de Summers pour  $H_{depl} = 100/1000$  km et simple loi en  $\frac{1}{r^2}$ ) de neutres différents pour chaque espèce ( $O/O_2$ ), et trois conditions ioniques (minimale, moyenne et maximale).

Ce travail permet donc de fixer des limites hautes pour l'éventuelle exosphère de Rhéa, qui, si elle existe, est de toutes façons très ténue. Nous pouvons considérer les valeurs limites suivantes pour sa densité de colonne :  $\xi \sim 8 * 10^{11} / 2 * 10^{12} cm^{-2}$  pour une exosphère constituée de  $O/O_2$ . Pour comparaison, la densité de colonne de Titan - dont essentiellement  $N_2$  qui en représente 96% - est de l'ordre de  $2.4 * 10^{26} cm^{-2}$ .

Enfin, notons que l'instrument UVIS, à bord de Cassini, a récemment inféré des limites maximales pour la densité de colonne de Rhéa à partir d'observations durant le même survol du 26 novembre 2005 (*Jones et al.* 2007). Les valeurs déduites de l'analyse des données de cet instrument UV sont d'environ  $1.5 * 10^{13}$  ou  $1.6 * 10^{14} cm^{-2}$  respectivement pour une exosphère composée d'oxygène atomique ( $O$ ) ou moléculaire ( $O_2$ ).

La comparaison entre nos résultats et ceux issus de l'instrument UVIS indique qu'un seul cas parmi les 18 de la table 15.1 donne des résultats moins contraignants que ceux de UVIS. Toutes les autres conditions, dont les conditions moyennes, fournissent des colonnes de densités bien plus contraignantes pour l'éventuelle exosphère de Rhéa, avec une différence d'un ou deux ordres de grandeur.

Cette application de l'imagerie en ENA à la détermination d'une exosphère d'un satellite de glace est un autre exemple du grand intérêt de cette technique, qui permet donc notamment d'étudier des milieux très ténus, et ce de manière encore plus efficace que d'autres techniques telle que l'imagerie en UV telle qu'utilisée par l'instrument UVIS à bord de Cassini.

## Sixième partie

### Conclusions et perspectives



La mission Cassini-Huygens a aujourd'hui largement amélioré notre connaissance de l'environnement saturnien, et nous a gratifié de nombreuses surprises. Le satellite Titan a par ailleurs été, et reste, un objectif privilégié de cette mission, avec notamment la descente de la sonde Huygens dans l'atmosphère de Titan. Divers instruments, à bord de l'orbiteur de Saturne de la mission Cassini, permettent d'analyser l'environnement de ce satellite. Parmi eux, le détecteur INCA de l'expérience MIMI est dédié à l'imagerie par atomes énergétiques neutres et permet de fournir un diagnostic précieux de l'interaction (par réactions d'échange de charge) entre l'exosphère de Titan et le plasma magnétosphérique kronien. Il s'agit d'une technique de détection à distance permettant de mieux connaître les environnement neutre et ionique par inversion de ses images. En particulier, il s'agit du seul instrument capable de donner une information sur l'exosphère étendue de Titan (la limite haute pour le spectromètre de neutres INMS étant de 2000 km d'altitude).

Notre travail de thèse a consisté à étudier cette interaction, entre l'exosphère de Titan et la magnétosphère de Saturne, à la lumière des images réalisées par l'instrument INCA (en se focalisant sur les meilleures images, celles en atomes d'hydrogène de 20-50 keV). Cela a nécessité, dans un premier temps, de développer un nouveau modèle de l'exosphère de Titan pour les cinq espèces principales que sont  $N(4S)$ ,  $H$ ,  $H_2$ ,  $N_2$  et  $CH_4$ , en accord avec les données d'INMS et la dernière interprétation des résultats des sondes Voyager (*Vervack et al.* 2004). Deux approches successives ont été considérées, avec le développement de modèles thermique et non thermique de l'exosphère. Notre modélisation thermique de l'exosphère utilise le formalisme développé par *Chamberlain* (1963), utilisant une fonction de distribution gaussienne à l'altitude critique. Nous avons ensuite développé un modèle non thermique de l'exosphère de Titan (pour les espèces lourdes  $N_2$  et  $CH_4$ ) fondé sur les observations d'une couronne non thermique par l'instrument INMS (*de La Haye et al.* 2007). Nous avons utilisé pour cette modélisation une distribution de type kappa, classique dans le cas des plasmas magnétosphériques, mais qui apparaît ici très adaptée à la description de couronnes non thermiques. Nous avons par ailleurs proposé un modèle non thermique "moyenné" sur les survols assez comparables que sont  $T_a$  et  $T_b$ .

Le taux d'échappement associé à ce modèle non thermique pour les espèces  $N_2$  et  $CH_4$  est d'ailleurs relativement faible. Ainsi, si l'on utilise notre estimation fondée sur les survols  $T_a$  et  $T_b$  comme valeur de référence, il apparaît clairement que l'atmosphère de

Titan est stable (pour ces deux espèces), avec un vidage de l'atmosphère ne se réalisant qu'en  $10^{12}$  années environ.

La deuxième étape de notre étude a consisté à développer un nouveau modèle de calcul de flux d'ENAs (à deux dimensions), prenant en entrée les profils exosphériques précédemment modélisés ainsi que les profils d'ions énergétiques mesurés par l'instrument LEMMS à bord de Cassini. Nous avons ensuite comparé ces simulations aux premières observations d'INCA lors du survol  $T_a$ . Cette comparaison nous a amenés à l'étude du positionnement de la limite basse d'émission des ENAs, et donc aux divers processus susceptibles d'absorber les ENAs. Une analyse précise de ces mécanismes a montré la prédominance des réactions d'échange de charge avec les neutres atmosphériques, ainsi que la nécessité de la prise en compte simultanée des processus d'ionisation et de reneutralisation des ENAs. Le formalisme théorique de Roelof (*Roelof 2005*), fournissant des relations analytiques pour les émissions exosphériques d'ENAs et prenant en compte les multiples réactions d'ionisation et de neutralisation, a ensuite été utilisé et comparé aux observations. Cela nous a permis de conclure que la limite d'émission des ENAs se situe bien autour de l'exobase. Cependant, il apparaît que la simple considération des réactions multiples d'ionisation et de neutralisation par échange de charge ne suffise peut-être pas à expliquer une telle limite basse d'émission. D'autres mécanismes devront être étudiés à l'avenir, tels que la conséquence de la diffusion angulaire des particules lors des diverses collisions, ou encore l'importance des interactions coulombiennes, afin de comprendre précisément la dynamique des ENAs dans l'atmosphère de Titan. Diverses influences ont par ailleurs été analysées, parmi lesquelles l'influence du défilement du satellite ou celle de profils exosphériques non thermiques.

La troisième étape a été l'étude des données de l'expérience MIMI de manière plus globale et plus statistique. Nous avons tout d'abord réalisé une étude du survol  $T_5$ , qui nous a permis d'analyser l'évolution de la distribution en angle d'attaque des protons énergétiques au cours de l'écoulement du plasma magnétosphérique autour de l'atmosphère, ou encore de détecter des ions "pickups" dans l'environnement de Titan. Ensuite, nous avons analysé de manière statistique les données de LEMMS sur l'ensemble des traversées de l'orbite de Titan. Cela nous a permis d'avoir une vue globale du plasma énergétique dans cette région, en connaissant leur flux, leur profils en énergie, ainsi que leur distribution en angle d'attaque (déterminée comme étant isotrope). Enfin, une étude statistique des images en H ENAs durant les survols de Titan a été également réalisée, montrant une position du maximum d'émission très stable, ainsi qu'une grande variabilité de flux directement liée à celle du plasma magnétosphérique et non celle de l'atmosphère : l'exosphère de Titan est donc de ce point de vue, et sur de telles échelles temporelles, stable.

Nous avons également effectué une étude phénoménologique des asymétries observées dans les images en ENAs. Il apparaît ainsi que les images montrent généralement un croissant semi-circulaire lumineux, provenant des effets de rayon de giration fini des ions

parents (l'éclairement solaire n'a en particulier pas d'influence significative, comme indiqué par ailleurs par des simulations ou l'analyse des flux d'ENAs et d'ions parents).

Enfin, le dernier élément de notre étude est l'application de notre modèle de calcul de flux d'ENAs au cas du satellite de glace Rhéa. En effet, l'imagerie en ENAs de ce satellite n'indique pas la présence d'une exosphère significative, avec l'absence de halo tel que celui observé autour de Titan. Des simulations de flux d'ENAs nous ont permis de déduire de ces observations des conditions limites pour l'existence d'une éventuelle exosphère pour ce satellite. Il s'agit des limites les plus fines connues à ce jour.

Les perspectives envisageables pour la suite de nos travaux sont bien évidemment nombreuses. Nous en évoquerons les trois principales : le développement d'un modèle d'imagerie 3D couplé à un code hybride, l'inversion mathématique des images en ENAs pour obtenir des profils exosphériques, et l'étude d'autres couronnes non thermiques avec la même démarche.

Notre démarche durant la thèse a été d'analyser les conséquences de divers mécanismes sur les productions en ENAs, en se fondant sur un modèle de calcul de flux d'ENAs à deux dimensions. Il eut été possible de développer rapidement un modèle 3D sur la base de nos simulations 2D, mais il nous a paru plus judicieux de comprendre la dynamique des ENAs pour ensuite utiliser un code hybride 3D (prenant donc en compte les effets de rayon de giration des ions parents) fournissant des conditions réalistes pour le plasma magnétosphérique. Nos simulations considèrent en effet des configurations simplifiées du champ magnétique et des trajectoires ioniques. Il est donc préférable, comme nous avons commencé à le faire avec l'utilisation du code de particules tests issu du modèle hybride de *Modolo* (2004), de prendre en amont de nos simulations d'ENAs les résultats d'un code hybride pour les protons parents, et ensuite en déduire les images obtenues par l'instrument INCA.

L'intérêt principal de l'imagerie en ENAs est de fournir des informations sur les environnement neutre et ionique, notamment là où aucun instrument ne peut fournir de mesure (soit au-delà de 2000 km d'altitude pour Titan). Cependant, il est impossible d'inverser directement les images en ENAs pour en déduire des profils de neutres atmosphériques précis, et ce pour toutes les espèces. En effet, nous ne pouvons remonter qu'à la densité de l'espèce principale productrice d'ENAs, et ce avec une précision bien inférieure à celle que l'on peut obtenir par simple modélisation de l'atmosphère. Néanmoins, il serait remarquable d'obtenir les premières inversions d'images en ENAs pour en déduire des profils de neutres exosphériques sur Titan, même avec une précision relative. Ce type d'inversion serait ainsi envisageable en particulier pour la partie optiquement fine de l'environnement de Titan (car sinon les processus d'absorption compliquent considérablement les calculs), pour des altitudes au-delà de 2000 km où l'espèce  $H_2$  est largement majoritaire. La prise en compte de quelques centaines de pixels au sein d'une image, combinée à une méthode

d'inversion linéaire contrainte (*DeMajistre et al.* 2004), permettrait très probablement d'obtenir des profils de densités de  $H_2$  en fonction de l'altitude.

Enfin, nous avons utilisé au cours de notre travail de thèse une approche novatrice sur la modélisation d'une couronne chaude, celle de Titan pour les espèces  $N_2$  et  $CH_4$ . Il est en effet apparu, grâce aux récents résultats de l'instrument INMS (*de La Haye et al.* 2007), que des profils non thermiques non seulement existaient, mais en outre pouvaient être ajustés (mieux que par d'autres distributions) par l'utilisation d'une distribution de type kappa à l'exobase, au lieu d'une traditionnelle gaussienne. Nous avons ensuite prolongé ces observations pour l'exosphère étendue de Titan (pour les espèces les plus lourdes, car les plus légères ne sont que peu sensibles à de telles distributions). Or pourquoi ne pas utiliser ce type de distribution de manière plus générale pour d'autres couronnes planétaires chaudes? Les processus physiques en jeu sont similaires, avec l'interaction entre un plasma énergétique et le milieu quasiment non-collisionnel qu'est l'exosphère. D'autres corps du système solaire sont connus pour avoir de telles couronnes. Ainsi, la Terre possède une couronne chaude d'oxygène (*Cotton et al.* 1993), Mars en possède une également (*Cipriani et al.* 2007), Vénus possède des couronnes chaudes d'oxygène (*Nagy et al.* 1981) et de carbone (*Paxton* 1983), et le satellite jovien Europa posséderait une couronne similaire d'oxygène (*Nagy et al.* 1998). Il serait donc intéressant de voir si les distributions kappa ne sont pas à même d'ajuster avec précision ces couronnes non thermiques d'espèces lourdes.

# Septième partie

## Annexes





# Annexe A

## Sections efficaces d'interaction

### A.1 Réactions d'échange de charges entre neutres et protons

La table A.1 donne les sections efficaces d'échange de charge entre les protons  $H^+$  et les espèces neutres de l'atmosphère de Titan (ou de Rhéa pour  $O/O_2$ ) en fonction de l'énergie  $E$  :

- $H^+ + N_2 \xrightarrow{\sigma_1} H + N_2^+ : \text{Hsieh (communication privée, 2005)}$
- $H^+ + CH_4 \xrightarrow{\sigma_2} H + CH_4^+ : \text{Hsieh (communication privée, 2005)}$
- $H^+ + H_2 \xrightarrow{\sigma_3} H + H_2^+ : \text{Hsieh (communication privée, 2005)}$
- $H^+ + N \xrightarrow{\sigma_4} H + N^+ : \text{Barnett and Reynolds (1958)}$
- $H^+ + H \xrightarrow{\sigma_5} H + H^+ : \text{McClure (1966)}$
- $H^+ + O \xrightarrow{\sigma_6} H + O^+ : \text{Lo and Tite (1970)}$
- $H^+ + O_2 \xrightarrow{\sigma_7} H + O_2^+ : \text{Hsieh (communication privée, 2005)}$

E (keV)	$\sigma_1 (cm^2)$	$\sigma_2 (cm^2)$	$\sigma_3 (cm^2)$	$\sigma_4 (cm^2)$	$\sigma_5 (cm^2)$	$\sigma_6 (cm^2)$	$\sigma_7 (cm^2)$
10	11	16	8.3	5.2	7.3	15	8.6
20	7.3	13	6.1	3.8	4	13	6.0
30	5.5	9.3	4.1	2.8	2.5		4.5
40	4.3	6.7	2.7	2	1.6	10	3.5
50	3.4	4.9	1.8	1.5	0.9	10	2.8
60	2.7	3.6	1.2	1.2	0.6		2.4
70	2.2	2.7	0.9	0.9	0.4		2.0
80	1.8	2	0.6	0.7	0.3		1.7
90	1.4	1.5	0.4	0.6	0.2		1.5
100	1.2	1.2	0.3	0.4	0.1		1.3

TAB. A.1 – Les sections efficaces sont données en unités de  $10^{-16} cm^2$

## A.2 Réactions d'échange de charges entre neutres et H (ENA)

La table A.2 donne les sections efficaces d'échange de charge  $\sigma$  (unités :  $\text{cm}^2$ ) entre les H ENAs et les espèces neutres de l'atmosphère de Titan, en fonction de l'énergie  $E$  (en keV) :

- $H + H_2 \xrightarrow{\sigma_1} H^+ + \text{tous}$  : Hsieh (communication privée, 2005) avec deux ajustements différents (fit 1/2)
- $H + CH_4 \xrightarrow{\sigma_2} H^+ + \text{tous}$  : Hsieh (communication privée, 2005) avec deux ajustements différents (fit 1/2)
- $H + N_2 \xrightarrow{\sigma_3} H^+ + \text{tous}$  : Hsieh (communication privée, 2005) avec deux ajustements différents (fit 1/2)
- $H + N \xrightarrow{\sigma_4} H^+ + \text{tous}$  : *Barnett and Reynolds* (1958)
- $H + H \xrightarrow{\sigma_5} H^+ + \text{tous}$  : *Barnett and Reynolds* (1958)

E (keV)	$\sigma_1$ (fit 1/2)	$\sigma_2$ (fit 1/2)	$\sigma_3$ (fit 1/2)	$\sigma_4$	$\sigma_5$
10	$6.1/8.2 * 10^{-17}$	$2.8/1.7 * 10^{-16}$	$2.4/1.7 * 10^{-16}$	$1.6 * 10^{-16}$	$5.9 * 10^{-17}$
20	$7/11.5 * 10^{-17}$	$3.9/2.9 * 10^{-16}$	$3.2/2.1 * 10^{-16}$	$2 * 10^{-16}$	$7.5 * 10^{-17}$
30	$7.1/13.7 * 10^{-17}$	$4.6/4.2 * 10^{-16}$	$3.6/2.3 * 10^{-16}$	$2.2 * 10^{-16}$	$8 * 10^{-17}$
40	$7/14.9 * 10^{-17}$	$4.9/5.2 * 10^{-16}$	$3.7/2.4 * 10^{-16}$	$2.3 * 10^{-16}$	$8.1 * 10^{-17}$
50	$6.7/15.2 * 10^{-17}$	$5.1/5.9 * 10^{-16}$	$3.8/2.4 * 10^{-16}$	$2.3 * 10^{-16}$	$8.1 * 10^{-17}$
60	$6.4/14.9 * 10^{-17}$	$5/6.3 * 10^{-16}$	$3.7/2.4 * 10^{-16}$	$2.4 * 10^{-16}$	$8 * 10^{-17}$
70	$6.1/14.1 * 10^{-17}$	$4.9/6.5 * 10^{-16}$	$3.7/2.4 * 10^{-16}$	$2.4 * 10^{-16}$	$7.7 * 10^{-17}$
80	$5.7/13.1 * 10^{-17}$	$4.7/6.5 * 10^{-16}$	$3.6/2.3 * 10^{-16}$	$2.3 * 10^{-16}$	$7.1 * 10^{-17}$
90	$5.4/11.9 * 10^{-17}$	$4.5/6.3 * 10^{-16}$	$3.5/2.3 * 10^{-16}$	$2.2 * 10^{-16}$	$6.5 * 10^{-17}$
100	$5.2/10.8 * 10^{-17}$	$4.2/6 * 10^{-16}$	$3.5/2.2 * 10^{-16}$	$2.1 * 10^{-16}$	$5.8 * 10^{-17}$

TAB. A.2 –

# Annexe B

## Les effets de rayon de giration fini

Les trajectoires cycloïdales, combinant un mouvement giratoire (de pulsation  $\omega$ ) et un mouvement de translation rectiligne uniforme (de vitesse  $v_c$ , la vitesse de corotation du plasma magnétosphérique), sont données par le système de coordonnées suivant :

$$\begin{cases} X(t) = -A * \sin(\omega * t + \phi) - \frac{V_{Y_0}}{\omega} + v_c * t + X_0 \\ Y(t) = A * \cos(\omega * t + \phi) + \frac{V_{X_0}}{\omega} + Y_0 \\ Z(t) = V_{Z_0} * t + Z_0 \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

avec les différents paramètres explicités dans la partie 10.1 ; on fixe par ailleurs arbitrairement le vecteur vitesse initial de la particule, à  $t = t_0$ , en posant  $V_{X_0} = V_{Z_0} = 0$ .

Le calcul de la frontière limitant les effets de rayon de giration fini consiste à rechercher les configurations remplissant les conditions suivantes (représentées sur le schéma B.1) :

1. la trajectoire de l'ion est tangente en  $M_1$  (à  $t = t_1$ ) à l'exobase de Titan, soit :  $\vec{V}(t_1) \bullet \vec{OM}_1$  (avec O centre de Titan) et  $M_1$  appartient à la coquille exosphérique
2. le vecteur vitesse à  $t = t_2$  de la particule est supposé être dirigé vers la position de l'imageur précisément, soit :  $\vec{V}(t_2) = k * \vec{M(t_2)C}$  (avec  $k > 0$  et C position de Cassini) et le point  $M_2$  (à  $t = t_2$ ) doit appartenir à la droite (dont la direction est donnée par la ligne de visée) passant par C
3. l'instant  $t_2$  doit être dans la même giration que l'instant  $t_1$ , soit :  $t_2 - t_1 < T$  (où  $T = \frac{2\pi}{\omega}$  est la période de giration)

Le système d'équations complet n'étant pas résoluble, nous utilisons le raisonnement suivant. Au lieu de choisir une ligne de visée pour en déduire les trajectoires correspondantes, nous partons d'une gamme de points de tangence à l'exobase. En effet, un vecteur vitesse spécifique correspond nécessairement à un instant donné unique durant une trajectoire ionique. Donc pour un point donné de l'exobase, correspondant au point  $M_1$ , le vecteur vitesse est défini précisément, et l'instant  $t_1$  est solution de l'équation suivante :

$$A * \omega * \sin(\omega * t_1 + \phi) * \tan(\phi_v) = v_c - A * \omega * \cos(\omega * t_1 + \phi) \quad (\text{B.2})$$

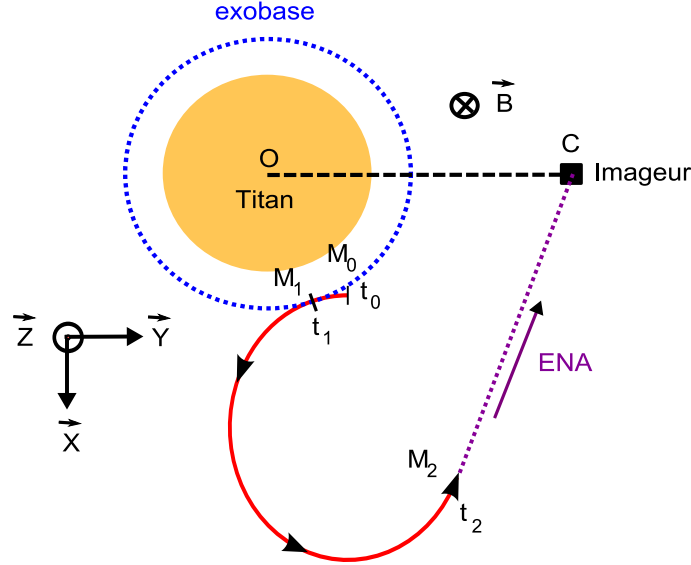


FIG. B.1 – Principe des effets de rayon de giration finis avec la corotation.

où  $\phi_v$  est l'angle entre le vecteur  $\vec{X}$  et le vecteur vitesse à  $t = t_1$ .

Deux solutions de cette équation sont à départager, selon le sens désiré pour la trajectoire (il y a deux sens possibles de la tangente à l'exobase) :

$$\begin{aligned}
 t_1 = & \arctan 2 \left( \left( (-40mv_c \sqrt{\frac{5Eq}{m}} \tan(\phi_v) \pm 40\sqrt{10000E^2q^2 \tan(\phi_v)^2 - 5Eqmv_c^2 + 10000E^2q^2}) \right. \right. \\
 & \left. \left. * \tan(\phi_v) \sqrt{\frac{Eq}{m}} \right) / (2000Eq \tan(\phi_v)^2 + 2000Eq) + \sqrt{5}v_c \frac{1}{2\sqrt{\frac{Eq}{m}}} \right), \\
 & \frac{1}{2} (-40mv_c \sqrt{5Eqm} \tan(\phi_v) \pm 40\sqrt{10000E^2q^2 \tan(\phi_v)^2 - 5Eqmv_c^2 + 10000E^2q^2}) \\
 & / (2000Eq \tan(\phi_v)^2 + 2000Eq) \frac{m}{B * q}
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

où  $E$  est l'énergie en keV,  $q$  et  $m$  la charge électrique et la masse,  $B$  le champ magnétique et  $\arctan 2(y, x)$  la fonction arctangente renvoyant un angle dans l'intervalle  $[-\pi, \pi]$ .

Ensuite, la connaissance de l'expression de l'instant  $t_1$  ainsi que celle de la position  $M(t_1)$  de l'ion permettent, en utilisant les équations B.1 à l'instant  $t_1$ , d'en déduire les coordonnées du point initial  $M_0$  (à  $t = t_0$ ), et donc de déterminer complètement la trajectoire ionique correspondant au point de tangence à l'exobase défini initialement.

Enfin, nous recherchons l'instant  $t_2$ , remplissant les conditions 2 et 3, où la particule subira une collision pour que le nouvel ENA soit finalement détecté par l'imageur. Les coordonnées du point  $M_2$  sont alors déduites, et la prise en compte de nombreux points initiaux  $M_1$  sur la coquille exosphérique permet d'obtenir la frontière des effets de rayon de giration fini des ions parents.

# Bibliographie

- Amsif, A., Etude et modélisation de la production d'atomes énergétiques neutres dans l'exosphère de Titan, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1996.
- Amsif, A., J. Dandouras, and E. Roelof, Modeling the production and the imaging of energetic neutral atoms from Titan's exosphere, *J. Geophys. Res.*, *102*, 22,169–22,181, 1997.
- André, N., Ondes et instabilités basse-fréquence dans un plasma gyrotrope : application à l'instabilité d'interchange dans les magnétosphères des planètes géantes, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2003.
- Atreya, S., Atmospheres and ionospheres of the outer planets and their satellites, *Physics and Chemistry in Space*, *15*, 234, 1986.
- Backes, H., et al., Titan's magnetic field signature during the first cassini encounter, *Science*, *308*, 992–995, 2005.
- Banks, P., and G. Kockarts, *Aeronomy. Part B*, Academic Press, New York and London, 1973.
- Barabash, S., P. Brandt, O. Norberg, R. Lundin, E. Roelof, C. Chase, B. Mauk, and H. Koskinen, Energetic neutral atom imaging by the Astrid microsatellite, *Advances in Space Research*, *20*, 1055–1060, 1997.
- Barnett, C., and H. Reynolds, Charge exchange cross sections of hydrogen particles in gases at high energies, *Phys. Rev.*, *2*, 355–359, 1958.
- Blanc, M., et al., Magnetospheric and Plasma Science with Cassini-Huygens, *Space Sci. Rev.*, *104*, 253–346, 2002.
- Boqueho, V., Etude de la transition collisionnelle / non collisionnelle dans les atmosphères planétaires : application à Mars et Titan, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 2005.

- Brandt, P. C., E. Roelof, I. Dandouras, J. Saur, D. Mitchell, B. Mauk, C. Paranicas, and S. Krimigis, The Neutral H<sub>2</sub> Cloud Around Titan Obtained From Cassini/Inca Observations, *AGU spring meeting*, 2005.
- Brecht, S., J. Luhmann, and D. Larson, Simulation of the saturnian magnetospheric interaction with titan, *J. Geophys. Res.*, *105*, 13,119–13,130, 2000.
- Brinkfeldt, K., et al., First ENA observations at Mars : Solar-wind ENAs on the nightside, *Icarus*, *182*, 439–447, 2006.
- Broadfoot, A., et al., Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Saturn, *Science*, *212*, 206–211, 1981.
- Burch, J., et al., The IMAGE Mission, *Space Sci. Rev.*, *91*(1), 2000.
- Capone, L., J. Dubach, S. Prasad, and R. Whitten, Galactic cosmic rays and N<sub>2</sub> dissociation on Titan, *Icarus*, *55*, 73–82, 1983.
- Chamberlain, J., Planetary corona and atmospheric evaporation, *Planet. Space Sci.*, *11*, 901–960, 1963.
- Chamberlain, J., and D. Hunten, *Theory of planetary atmospheres : An introduction to their physics and Chemistry*, Academic press, Orlando, 1987.
- Cipriani, F., F. Leblanc, and J. Berthelier, Martian corona : Nonthermal sources of hot heavy species, *J. Geophys. Res.*, *112*, E7, 2007.
- Coates, A., F. Crary, D. Young, K. Szego, E. Sittler, and R. Goldstein, Cassini's low Titan encounters : negative ion observations, *AGU fall meeting*, 2006.
- Collier, M., Are magnetospheric suprathermal particle distributions ( $\kappa$  functions) inconsistent with maximum entropy considerations?, *Advances in Space Research*, *33*, 2108–2112, 2004.
- Cotton, D., G. Gladstone, and S. Chakrabarti, Sounding rocket observation of a hot atomic oxygen geocorona, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21,651–21,657, 1993.
- Crary, F., R. Baragiola, A. Coates, A. Eviatar, T. Hill, R. Johnson, K. Szego, and D. Young, Ion flows and composition in Titan's wake : Ion measurements from the December 26 encounter, *Fall EGU meeting*, 2006.
- Cravens, T., C. Keller, and B. Ray, Photochemical sources of non-thermal neutrals for the exosphere of Titan, *Planet. Space Sci.*, *45*, 889–896, 1997.
- Cravens, T., C. Lindgren, and S. Ledvina, A twodimensional multifluid MHD model of Titan's plasma environment, *Planet. Space Sci.*, *46*, 1193–1205, 1998.

- Cravens, T., et al., Composition of Titan's ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 2006.
- Cui, J., R. Yelle, and K. Volk, Distribution and escape of molecular hydrogen in Titan's thermosphere and exosphere, *preprint*, 2007.
- Dandouras, J., and A. Amsif, Production and imaging of energetic neutral atoms from Titan's exosphere : a 3-D model, *Planet. Space Sci.*, *47*, 1355–1369, 1999.
- de la Haye, V., Coronal formation and heating efficiencies in Titan's upper atmosphere : construction of a coupled ion, neutral and thermal structure model to interpret the first INMS Cassini data, Ph.D. thesis, University of Michigan, Ann Arbor, 2005.
- de La Haye, V., et al., Cassini INMS data in Titan's upper atmosphere and exosphere : observation of a suprathermal corona, *J. Geophys. Res.*, *in press*, 2007.
- DeMajistre, R., E. Roelof, P. Brandt, and D. Mitchell, Retrieval of global magnetospheric ion distributions from high-energy neutral atom measurements made by the IMAGE/HENA instrument, *J. Geophys. Res.*, *109*, A04,214, 2004.
- di Lellis, A., S. Orsini, S. Livi, P. Wurz, and A. Milillo, The neutral atoms detector technologies developed for the SERENA package for BepiColombo, *ESLAB Symposium proceedings*, 2004.
- Dougherty, M., et al., The Cassini Magnetic field investigation, *Space Sci. Rev.*, *114*, 331–383, 2004.
- Eliot, M., Sections efficaces d'échange de charge  $\sigma_{10}$  et d'ionisation  $\sigma_{01}$  d'ions et d'atomes d'hydrogene, dans la gamme d'énergie de 1 a 20 keV, sur les gaz  $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_6$ ,  $C_3H_8$  et  $C_4H_{10}$ , *Journal de Physique*, *38*, 21–27, 1977.
- Esposito, L., et al., The Cassini Ultraviolet Imaging Spectrograph investigation, *Space Sci. Rev.*, *115*, 299–361, 2004.
- Fahr, H., and B. Shizgal, Modern exospheric theories and their observational relevance, *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, *21*, 75–124, 1983.
- Funsten, H., D. McComas, and B. Barraclough, Application of thin foils in low-energy neutral-atom detection, *Proc. SPIE*, *1744*, 62–69, 1992.
- Galand, M., and A. Richmond, Magnetic mirroring in an incident proton beam, *J. Geophys. Res.*, *104*, 4447–4455, 1999.
- Galand, M., R. Yelle, A. Coates, H. Backes, and J.-E. Wahlund, Electron temperature of titan's sunlit ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 2006.



- Garnier, P., J. Dandouras, D. Hamilton, D. Toubanc, P. Brandt, E. Roelof, D. Mitchell, S. Krimigis, and N. Krupp, Interaction of kronian plasma with the Titan exosphere : MIMI observations, *IAGA*, 2005.
- Garnier, P., J. Dandouras, D. Toubanc, P. Brandt, E. Roelof, D. Mitchell, S. Krimigis, N. Krupp, and H. Waite, The exosphere of Titan and its interaction with the kronian magnetosphere : MIMI observations and modeling, *Planet. Space Sci.*, *55*, 165–173, 2007.
- Gruntman, M., E. Roelof, D. Mitchell, H.-J. Fahr, H. Funsten, and D. McComas, Energetic neutral atom imaging of the heliospheric boundary region, *J. Geophys. Res.*, *106*, 15,767–15,758, 2001.
- Gurnett, D., et al., The Cassini Radio and Plasmawave investigation, *Space Sci. Rev.*, *114*, 395–463, 2004.
- Hamilton, D., P. Garnier, J. Dandouras, S. Krimigis, and D. Mitchell, Suprathermal heavy ion observations during the Titan-5 close flyby, *Fall AGU*, 2005.
- Hanel, R., et al., Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1, *Science*, *212*, 192–200, 1981.
- Hansen, L. W. E. C., J. Colwell, A. Hendrix, W. McClintock, D. Shemansky, A. Stewart, J. Hallett, and R. West, The Saturn system as observed by Cassini's Ultraviolet Imaging Spectrograph, *Annual Lunar and Planetary Science Conference*, 2005.
- Hartle, R., and R. Killen, Measuring pickup ions to characterize the surfaces and exospheres of planetary bodies : applications to the Moon, *Geophys. Res. Letters*, *33*, 2006.
- Hartle, R., et al., Neutral exosphere densities and structures at Titan inferred from pickup ions observed by CAPS, *Fall AGU*, 2005.
- Hartle, R., et al., Initial interpretation of Titan plasma interaction as observed by the Cassini plasma spectrometer : Comparisons with Voyager 1, *Planet. and Sp. Sci.*, *54*, 1211–1224, 2006b.
- Henon, M., Numerical exploration of the restricted problem. VI. Hill's case : non-periodic orbits, *Astron. and Astrophys.*, *9*, 24–36, 1970.
- Hill, G., Researches in the lunar theory, *Amer. J. Math.*, *1*, 1877.
- Hunten, D., Thermal and nonthermal escape mechanisms for terrestrial bodies, *Planet. Space Sci.*, *30*, 773–783, 1982.
- Ip, W.-H., Titan's upper ionosphere, *Astrophys. J.*, *362*, 354, 1990.

- Ip, W.-H., The nitrogen tori of Titan and Triton, *Adv. in Sp. Res.*, 12, 8, 73–79, 1992.
- Jasperse, J., and B. Basu, Transport theoretic solutions for auroral proton and H atom fluxes and related quantities, *J. Geophys. Res.*, 87, 811–822, 1982.
- Jeans, J. H., *The Dynamical Theory of Gases*, Cambridge University Press, 1925.
- Johnson, J., and R. Fish, The telluric hydrogen corona, *Astrophys. J.*, 131, 502, 1960.
- Jones, G., et al., *Submitted to Nature*, 2007.
- Jordanova, V., L. Kistler, J. Kozyra, G. Khazanov, and A. Nagy, Collisional losses of ring current ions, *J. Geophys. Res.*, 101, 111–126, 1996.
- Jurac, S., M. McGrath, R. Johnson, J. Richardson, V. Vasyliunas, and A. Eviatar, Saturn : search for a missing water source, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 2172–2175, 2002.
- Kallio, E., I. Sillanpää, and P. Janhunen, Titan in subsonic and supersonic flow, *Geophys. Res. Lett.*, 2004.
- Keller, C., T. Cravens, and L. Gan, One-dimensional multispecies magnetohydrodynamic model of the ramside ionosphere of Titan, *J. Geophys. Res.*, 99, 6511–6525, 1994.
- Keller, C. N., T. E. Cravens, and L. Gan, A model of the ionosphere of titan, *J. Geophys. Res.*, 97, 12, 117–12, 135, 1992.
- Kim, J., Model studies of the ionosphere of venus : Ion composition, energetics and dynamics, Ph.D. thesis, University of Michigan, Ann Arbor, 1991.
- Kim, Y.-K., and M. Rudd, Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization, *Phys. Rev. A*, 50, 3954–3967, 1994.
- Kivelson, M., and C. Russel, *Introduction to space physics*, Cambridge University Press, 1995.
- Krimigis, S., et al., Low-energy charged particles in Saturn’s magnetosphere : results from Voyager 1, *Science*, 212, 225–231, 1981.
- Krimigis, S., et al., Dynamics of Saturn’s magnetosphere from MIMI during Cassini’s orbital insertion, *Science*, 307, 1270–1273, 2005.
- Krimigis, S. M., J. Carbary, E. Keath, T. Armstrong, L. Lanzerotti, and G. Gloeckler, General characteristics of hot plasma and energetic particles in the saturnian magnetosphere : results from the Voyager spacecraft, *J. Geophys. Res.*, 88, 8871–8892, 1983.
- Krimigis, S. M., et al., Magnetosphere imaging instrument (MIMI) on the Cassini Mission to Saturn/Titan, *Space Sci. Rev.*, 114, 233–329, 2004.

- Krupp, N., et al., The interaction of Rhea with Saturn's magnetosphere, *AGU Fall meeting*, 2006.
- Kuiper, G., Titan : a satellite with an atmosphere, *Astrophys. J.*, *100*, 378, 1944.
- Lammer, H., and S. Bauer, Nonthermal atmospheric escape from Mars and Titan, *J. Geophys. Res.*, *96*, 1819–1825, 1991.
- Lammer, H., and S. Bauer, Atmospheric mass loss from Titan by sputtering, *Planet. Space Sci.*, *41*, 657–663, 1993.
- Lammer, H., W. Stumtner, and S. Bauer, Dynamic escape of H from Titan as consequence of sputtering induced heating, *Planet. Space Sci.*, *46*, 1207–1213, 1998.
- Ledvina, S., Ion distributions in Saturn's magnetosphere near Titan, *J. Geophys. Res.*, *110*, doi :10.1029/2004JA010,771, 2005.
- Lindal, G., G. Wood, H. Hotz, D. Sweetnam, V. Eshleman, and G. Tyler, The atmosphere of Titan - an analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements, *Icarus*, *53*, 348–363, 1983.
- Lo, H., and W. Tite, Electron-capture and loss cross sections for fast, heavy particles passing through gases, *Atomic data*, *1*, 305–328, 1970.
- Lundberg, E., K. Hansen, T. Gombosi, and G. Toth, Statistical study of the probability of Titan being in the solar wind or in Saturn's magnetosheath, *AGU fall meeting*, 2006.
- Ma, Y., A. Nagy, T. Cravens, I. Sokolov, J. Clark, and K. Hansen, 3D global MHD prediction for the first close flyby of Titan by Cassini, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, 2004.
- Ma, Y., A. Nagy, T. Cravens, I. Sokolov, K. Hansen, J. Wahlund, F. Crary, A. Coates, and M. Dougherty, Comparisons between mhd model calculations and observations of cassini flybys of titan, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.
- Mauk, B., D. Mitchell, S. Krimigis, E. Roelof, and C. Paranicas, Energetic neutral atoms from a trans-Europa gas torus at Jupiter, *Nature*, *421*, 920–922, 2003.
- McClure, G., Electron transfer in proton-hydrogen-atom collisions : 2-117 keV, *Phys. Rev.*, *148*, 47–54, 1966.
- McIlwain, C., Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles, *J. Geophys. Res.*, *66*, 3681, 1961.
- Meinel, A. B., On the entry into the Earth's atmosphere of 57-kev protons during auroral activity, *Phys. Rev.*, *80*, 1096–1097, 1950.

- Michael, M., and R. Johnson, Energy deposition of pickup ions and heating of Titan's atmosphere, *Planet. Space Sci.*, 53, 263–267, 2005.
- Mitchell, D., P. Brandt, E. Roelof, J. Dandouras, S. Krimigis, and B. Mauk, Energetic neutral atom emissions from Titan interaction with Saturn's magnetosphere, *Science*, 308, 989–992, 2005.
- Mitchell, D., et al., Energetic ion acceleration in Saturn's magnetotail : Substorms at Saturn?, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L20S01, 2005b.
- Modolo, R., Modelisation de l'interaction du vent solaire, ou du plasma kronien, avec les environnements neutres de Mars et de Titan, Ph.D. thesis, Universite de Versailles, Saint-Quentin en Yvelines, 2004.
- Modolo, R., and G. Chanteur, A global hybrid model for Titan's interaction with the kronian plasma : application to the Cassini Ta flyby, *JGR, accepte*, 2007.
- Modolo, R., G. Chanteur, E. Dubinin, and A. Matthews, Influence of the solar EUV flux on the Martian plasma environment, *Ann. Geophys.*, 23, 433–444, 2005.
- Modolo, R., J.-E. Wahlund, R. Bostrom, P. Canu, W. S. Kurth, D. Gurnett, G. Lewis, and A. Coates, The far plasma wake of Titan from the RPWS observations - a case study, *preprint*, 2007.
- Morrison, D., and L. Soderblom, The satellites of Saturn, in *Satellites* ed. Univ. of Arizona Press, 1986.
- Müller-Wodarg, I. C. F., R. Yelle, M. Mendillo, L. Young, and A. Aylward, The thermosphere of titan simulated by a global three-dimensional time-dependent model, *J. Geophys. Res.*, 105, 20,833–20,856, 2000.
- Müller-Wodarg, I. C. F., R. Yelle, M. Mendillo, and A. Aylward, On the global distribution of neutral gases in Titan's upper atmosphere and its effect on the thermal structure, *J. Geophys. Res.*, 108, A121,453, 2003.
- Müller-Wodarg, I. C. F., R. Yelle, N. Borggren, and J. Waite, Waves and horizontal structures in Titan's thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 111, A12,315, 2006.
- Nagy, A., T. Cravens, J.-H. Yee, and A. Stewart, Hot oxygen atoms in the upper atmosphere of Venus, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 629–632, 1981.
- Nagy, A., J. Kim, T. Cravens, and A. Kliore, Hot oxygen corona at Europa, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 4153–4156, 1998.

- Nagy, A., Y. Liu, K. Hansen, K. Kabin, T. Gombosi, M. Combi, and D. DeZeeuw, The interaction between the magnetosphere of Saturn and Titan's ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *106*, 6151–6160, 2001.
- Neubauer, F., D. Gurnett, J. Scudder, and R. Hartle, Titan's magnetospheric interaction, in *Saturn*, edited by University of Arizona Press, pp. 760–767, 1984.
- Neubauer, F., et al., Titan's near magnetotail from magnetic field and electron plasma observations and modeling : Cassini flybys TA, TB, and T3, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.
- Noll, K., T. Roush, D. Cruikshank, R. Johnson, and Y. Pendleton, Detection of ozone on Saturn's satellites Rhea and Dione, *Nature*, *388*, 45–47, 1997.
- Paxton, L., Atomic carbon in the Venus thermosphere : observations and theory, Ph.D. thesis, Colorado University, Boulder, 1983.
- Phaneuf, R., F. Meyer, and R. McKnight, Single-electron capture by multiply charged ions of carbon, nitrogen, and oxygen in atomic and molecular hydrogen, *Phys. Rev. A*, *17*, 534–545, 1978.
- Pierrard, V., and J. Lemaire, Lorentzian ion exosphere model, *J. Geophys. Res.*, *101*, 7923–7934, 1996.
- Öpik, E., and S. Singer, Distribution of density in a planetary exosphere, *The Physics of Fluids*, *2*, 653–655, 1959.
- Öpik, E., and S. Singer, Distribution of density in a planetary exosphere. II, *The Physics of Fluids*, *4*, 221–233, 1961.
- Richter, E., H. Fahr, and H. Nass, Satellite particle exospheres of planets : application to Earth, *Planet. Space Sci.*, *27*, 1163–1173, 1979.
- Roelof, E., Energetic neutral atom image of a storm-time ring current, *Geophys. Res. Lett.*, *14*, 652–655, 1987.
- Roelof, E., Theory of "Optically-Thick" ENA emission from Titan's exosphere, *AGU*, 2005.
- Roelof, E., D. Mitchell, and D. Williams, Energetic neutral atoms (E approximately 50 keV) from the ring current - IMP 7/8 and ISEE 1, *J. Geophys. Res.*, *90*, 10,991–11,008, 1985.
- Rybicki, G., and A. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley and Sons, 1979.

- Saur, J., and D. Strobel, Atmospheres and plasma interactions at Saturn's largest inner icy satellites, *The Astrophysical Journal*, 620, 115–118, 2005.
- Schunk, R., and A. Nagy, *Ionospheres : Physics, Plasma Physics, Chemistry*, Cambridge University Press, 2000.
- Shemansky, D., A. Stewart, R. West, L. Esposito, J. Hallett, and X. Liu, The Cassini UVIS Stellar Probe of the Titan Atmosphere, *Science*, 308, 978–982, 2005.
- Shematovich, V., R. Johnson, M. Michael, and J. Luhmann, Nitrogen loss from Titan, *J. Geophys. Res.*, 108, 5087, 2003.
- Shen, C., Distribution of density in a planetary exosphere. II, *Journal of the Atmospheric Science*, 20, 69–72, 1963.
- Simon, S., A. Boßwetter, T. Bagdonat, U. Motschmann, and K.-H. Glassmeier, Plasma environment of Titan : a 3-D hybrid simulation study, *Ann. Geophys.*, 24, 1113–1135, 2006.
- Sittler, E., R. Hartle, A. Viñas, R. Johnson, H. Smith, and I. Mueller-Wodarg, Titan interaction with Saturn's magnetosphere : Voyager 1 results revisited, *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- Smith, G., D. Strobel, A. Broadfoot, B. Sandel, D. Shemansky, and J. Holberg, Titan's upper atmosphere - Composition and temperature from the EUV solar occultation results, *J. Geophys. Res.*, 87, 1351–1359, 1982.
- Smith, H., R. Johnson, and V. Shematovich, Titan's atomic and molecular nitrogen tori, *Geophys. Res. Letters*, 31, L16,804, 2004.
- Smith, H. T., R. Johnson, E. Sittler, M. Shappirio, D. Reisenfeld, O. Tucker, M. Burger, and D. Young, Nitrogen sources in Saturn's magnetosphere, *AGU fall meeting*, 2006.
- Spitzer, L., *The atmospheres of the Earth and planets*, edite par G.P. Kuiper, University of Chicago Press, 1952.
- Stewart, B., *Encyclopaedia Britannica*, 9th edition, 1882.
- Strobel, D. F., and D. Shemansky, EUV emission from Titan's upper atmosphere - Voyager 1 encounter, *J. Geophys. Res.*, 87, 1361–1368, 1982.
- Summers, M., D. Strobel, Y. Yung, J. Trauger, and F. Mills, The structure of Io's thermal corona and implications for atmospheric escape, *The Astrophysical Journal*, 343, 468–480, 1989.

- Szego, K., et al., The global plasma environment of Titan as observed by Cassini Plasma Spectrometer during the first two close encounters with Titan, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, 2005.
- Toburen, L., M. Nakai, and R. Langley, Measurement of high-energy charge-transfer cross sections for incident protons and atomic hydrogen in various gases, *Phys. Rev.*, *171*, 114–122, 1968.
- Toublanc, D., J. P. Parisot, J. Brillet, D. Gautier, F. Raulin, and C. P. McKay, Photochemical modeling of Titan's atmosphere, *Icarus*, *113*, 2–26, 1995.
- Tyler, G., et al., Radio science with Voyager 2 at Saturn : atmosphere and ionosphere and the masses of Mimas, Tethys, and Iapetus, *Science*, *215*, 553, 1982.
- Vallat, C., et al., First comparisons of local ion measurements in the inner magnetosphere with energetic neutral atom magnetospheric image inversions : Cluster-CIS and IMAGE-HENA observations, *J. Geophys. Res.*, *109*, 2004.
- VanAllen, J., G. Ludwig, E. Ray, and C. McIlwain, Observations of high intensity radiation by satellites, *Jet Propul.*, *28*, 588, 1958.
- Vasyliunas, V., A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with OGO 1 and OGO 3, *J. Geophys. Res.*, *73*, 2839, 1968.
- Vegard, L., Hydrogen showers in the auroral region, *Nature*, *144*, 1089–1090, 1939.
- Vegard, L., Emissions spectra of night sky abd aurora, *Reports of the Gassiot Committee, Year Book Phys. Soc. London*, *82*, 1948.
- Vervack, R., B. Sandel, and D. Strobel, New perspectives on Titan's upper atmosphere from a reanalysis of the Voyager 1 UVS solar occultations, *170*, 91–112, 2004.
- Wahlund, J., et al., Cassini Measurements of Cold Plasma in the Ionosphere of Titan, *Science*, *308*, 986–989, 2005.
- Waite, J., et al., The Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) investigation, *Space Sci. Rev.*, *114*, 113–231, 2004.
- Waite, J., et al., Ion Neutral Mass Spectrometer results from the first flyby of Titan, *Science*, *308*, 982–986, 2005.
- Waite, J., et al., Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer : Enceladus plume composition and structure, *Science*, *311*, 1419–1422, 2006.

- Yelle, R., N. Borggren, V. de la Haye, W. Kasprzak, H. Niemann, I. Müller-Wodarg, and J. Waite, The vertical structure of Titan's upper atmosphere from Cassini Ion Neutral Mass Spectrometer measurements, *Icarus*, 182, 567–576, 2006.
- Young, D., et al., Cassini plasma spectrometer investigation, *Space Sci. Rev.*, 114, 1–112, 2004.
- Yung, Y. L., M. Allen, and J. P. Pinto, Photochemistry of the atmosphere of titan : Comparison between model and observations, 55, 465–506, 1984.



## Résumé

Le plus gros satellite de Saturne, Titan, voit son atmosphère dense en azote bombardée par les ions énergétiques de la magnétosphère, en raison de l'absence de champ magnétique intrinsèque significatif. Des réactions d'échange de charge entre les neutres froids de l'exosphère (plus haute région atmosphérique) et ces ions énergétiques créent alors des atomes énergétiques neutres (ENAs). L'instrument INCA (Ion and Neutral Camera), l'un des trois instruments de l'expérience MIMI (Magnetosphere Imaging Instrument) à bord de la sonde Cassini en orbite autour de Saturne, permet d'imager ces neutres comme des photons et de mesurer leur flux, et fournit ainsi un diagnostic précieux de l'interaction entre Titan et la magnétosphère kronienne.

Notre travail de thèse a consisté, en premier lieu, à modéliser l'exosphère de Titan, en considérant à la fois des profils thermiques et non thermiques. Un modèle de calcul de flux d'ENAs a été, en second lieu, développé, comparé aux observations, et enrichi par une étude des processus d'absorption des ENAs. Nous avons ensuite réalisé une analyse statistique des données de l'expérience MIMI durant les traversées d'orbite et survols de Titan. Enfin, une application au satellite de glace Rhéa a permis de fournir des conditions limites pour l'existence de son éventuelle exosphère.

## Abstract

The largest satellite of Saturn, Titan, has a nitrogen-rich atmosphere directly bombarded by magnetospheric energetic ions, due to its lack of a significant intrinsic magnetic field. Charge-exchange collisions between the cold neutrals of its exosphere (the upper part of the atmosphere) and the energetic ions from Saturn's magnetosphere produce then energetic neutral atoms (ENAs). The Ion and Neutral Camera (INCA), one of the three sensors that comprise the Magnetosphere Imaging Instrument (MIMI) on the Cassini spacecraft orbiting around Saturn, images these neutrals like photons, measures their fluxes and provides a powerful diagnostic of the interaction between Titan and the kronian magnetosphere.

Our work during this PhD thesis was first to model the Titan exosphere, with both thermal and non thermal profiles. An ENA flux calculation model was then developed, compared to observations and completed with a study of the ENA absorption mechanisms. We have also performed a statistical analysis of the MIMI data during the Titan flybys and orbit crossings. Finally, an application on the icy satellite Rhea allowed to infer upper limits for its eventual exosphere.